



Mesure interférométrique de phase et application à la combinaison cohérente d'un grand nombre de fibres amplificatrices

Marie Antier-Murgey

► To cite this version:

Marie Antier-Murgey. Mesure interférométrique de phase et application à la combinaison cohérente d'un grand nombre de fibres amplificatrices. Optique [physics.optics]. Université Paris Sud - Paris XI, 2014. Français. NNT : 2014PA112334 . tel-01138459

HAL Id: tel-01138459

<https://theses.hal.science/tel-01138459>

Submitted on 2 Apr 2015

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITÉ PARIS-SUD

ÉCOLE DOCTORALE 288 :
ONDES ET MATIÈRE

Laboratoire : *OTS, Thales Research & Technology*

THESE de DOCTORAT

PHYSIQUE

par

Marie Antier

Mesure interférométrique de phase et application à la
combinaison cohérente d'un grand nombre de fibres
amplificatrices

Date de soutenance : 17/11/2014

Composition du jury :

Directeur de thèse :
Rapporteurs :

Président de jury :
Examineurs :

Jérôme Primot
Jean-Christophe Chanteloup
Vincent Kermène
Patrick Georges
Christian Larat
Gérard Mourou

ONERA
LULI, Ecole Polytechnique
Chargé de Recherche, XLIM
Directeur de recherche, IOGS
Encadrant, Thales Research & Technology
Professeur, IZEST

Le travail de cette thèse a été réalisé à Thales Research & Technology.

Remerciements

Ce mémoire de thèse synthétise les travaux de thèse de trois années de recherche à Thales Research & Technology (TRT). Je tiens tout d'abord à remercier les directeurs successifs de TRT, Erick Lansard et Cédric Demeure, pour m'avoir accueillie dans leur établissement. Je remercie également Daniel Dolfi et Pascale Nouchi pour leur accueil respectivement dans le Groupe de Physique et dans le laboratoire Onde et Traitement du Signal.

J'exprime ma reconnaissance à Vincent Kermène et Jean-Christophe Chanteloup pour avoir accepté d'être rapporteurs et avoir lu ce manuscrit avec attention. Je remercie également Patrick Georges de m'avoir fait l'honneur d'être président du jury. Merci également à Gérard Mourou qui a accepté de participer à ce jury.

Je tiens à remercier tout d'abord les personnes qui m'ont encadrées au quotidien : Christian Larat et Jérôme Bourderionnet de TRT et Jérôme Primot de l'ONERA.

Christian, je t'exprime mes plus sincères remerciements pour ces trois années où tu m'as soutenu et encadré au quotidien. Ta disponibilité et ton enthousiasme m'ont été précieux. Je tiens également à remercier Jérôme, qui m'a aussi supportée au quotidien et a notamment pris du temps pour m'expliquer le fonctionnement de la manip. Je vous remercie tous les deux ainsi qu'Arnaud pour les nombreuses relectures et corrections lors des soumissions d'articles.

Jérôme (encore un ☺), tu m'as accompagnée pendant ces trois années en tant que directeur de thèse. Bien que n'étant pas sur le site de TRT, je te remercie pour ta disponibilité. Nos échanges m'ont permis de prendre régulièrement du recul sur mon travail de Thèse. Je te remercie également pour ta relecture attentive de mon manuscrit de thèse.

Un grand merci à Cindy Bellanger, précédente doctorante sur la mise en phase. Merci pour le temps que tu m'as consacré pour répondre à mes questions. Merci également pour ton manuscrit de thèse, très clair et très bien rédigé qui a été un support pendant toute ma thèse.

De façon générale, je remercie le personnel de TRT pour son accueil pendant ces trois années : Arnaud G., Dominique (qui m'a montré comment utiliser la soudeuse), François, Eric, Muriel (merci de m'avoir conduit très souvent à la Zumba), Patrick, Stéphanie, Loïc, Grégoire (merci pour le temps que tu m'as consacré pour m'expliquer la mesure du déphasage et l'interprétation des résultats), Luc, Perrine, Ghaya, Sophie, Arnaud P., Thierry, Mayeul, Matthieu, Gilles, Sylvain, Jean-Luc, Barbara.

Je remercie également Eric Lenormand pour le temps que tu m'as consacré et ta patience pour comprendre la problématique de ma thèse. Sans toi l'algorithme développé dans ma thèse n'aurait jamais vu le jour. Merci plus généralement aux équipes de STI et notamment à Fabrice Lemonnier. Vos explications concernant le mode d'interfaçage des caméras (objets capricieux et au langage mystérieux) m'a notamment permis de sortir du brouillard des codes hexadécimaux.

Enfin, mes plus vifs remerciements vont pour ma famille et mes amis pour leur soutien et leur encouragement. Pour finir, je dédie ce travail de thèse à Sébastien. Je le remercie pour sa patience, son soutien, sa pédagogie aussi et son amour au quotidien.

Table des matières

TABLE DES NOTATIONS	9
INTRODUCTION GÉNÉRALE	11
1. PROBLÉMATIQUE ET ÉTAT DE L'ART	15
1. VERS UNE MONTÉE EN PUISSANCE DES LASERS À FIBRE	15
1.1. Sources laser à fibre	15
1.2. Limitations de la montée en puissance crête	16
2. COMBINAISON DE FAISCEAUX	18
2.1. Combinaison cohérente auto-organisée	20
2.2. Principe de la combinaison cohérente avec correction individuelle	21
2.3. Combinaison cohérente active	23
2.4. Conclusion	28
3. COMBINAISON COHÉRENTE EN ESPACE LIBRE	29
3.1. Caractéristiques géométriques de la matrice de fibres	29
3.2. Qualité du contrôle de la phase	32
4. PLAN DU MANUSCRIT DE THESE	34
2. MESURE INTERFÉROMÉTRIQUE DE PHASE	37
1. MÉTHODE INTERFÉROMÉTRIQUE POUR LA MESURE DE LA PHASE	37
1.1. Utilisation d'une référence commune	37
1.2. Mesure auto-référencée	40
2. EXTRACTION DE LA PHASE	44
2.1. Coefficient de corrélation linéaire de Bravais-Pearson	44
2.2. Description d'un algorithme basé sur un calcul de corrélations	45
2.3. Discussion des paramètres	53
2.4. Compatibilité avec le temps réel	55
3. VERS L'IMPULSIONNEL	56
3.1. Retard et différence de phase	57
3.2. Mesure interférométrique avec référence commune	58
3.3. Mesure interférométrique auto-référencée	59
4. CONCLUSION	60
3. COMBINAISON COHÉRENTE PAR HOLOGRAPHIE NUMÉRIQUE	63
1. PRINCIPE DE L'HOLOGRAPHIE NUMÉRIQUE POUR LA COMBINAISON COHÉRENTE	63
1.1. L'holographie numérique	63
1.2. Etude théorique de l'holographie numérique	65

1.3. Application à la combinaison cohérente	69
2. RÉALISATION EXPÉRIMENTALE	71
2.1. La matrice de fibres.....	72
2.2. Ecriture de l'hologramme	72
2.3. Affichage de l'hologramme sur un SLM	74
2.4. Lecture de l'hologramme	77
2.5. Discrimination du faisceau sonde et du faisceau signal.....	78
3. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX	79
3.1. Résultats purement passifs	79
3.2. Évaluation des limites de cette technique.....	83
3.3. Discussion des résultats expérimentaux	88
4. CONCLUSION	89
4. CONTRÔLE ACTIF DE LA PHASE AVEC DES MODULATEURS DE PHASE RAPIDES.....	91
1. DÉVELOPPEMENT D'UNE BOUCLE DE RÉTROACTION TEMPS RÉEL AU KHZ	92
1.1. Principe de la correction.....	92
1.2. Synchronisation.....	96
2. RÉALISATION EXPÉRIMENTALE D'UN CONTRÔLE DE LA PHASE AU KHZ.....	98
2.1. La source laser	98
2.2. Le toron de fibres	99
2.3. Acquisition d'une image.....	99
2.4. Calcul de la correction.....	101
2.5. Modulateurs de phase rapides.....	101
3. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX	102
3.1. Efficacité de la combinaison.....	103
3.2. Mesure du bruit de phase	106
4. CONCLUSION	108
5. VERS UN TRÈS GRAND NOMBRE DE FIBRES COMBINÉES.....	111
1. PROBLÉMATIQUE DE LA PIXELLISATION	112
1.1. Sur la caméra	112
1.2. Sur le SLM.....	115
2. VERS UN GRAND NOMBRE DE FIBRES POUR LA MESURE DE PHASE INTERFÉROMÉTRIQUE	116
2.1. Montage expérimental	116
2.2. Résultats expérimentaux.....	116
2.3. Simulation de l'impact du bruit sur le calcul de la phase	120
2.4. Extrapolation à la combinaison cohérente de 10 000 fibres amplificatrices.....	122
3. VERS UN GRAND NOMBRE DE FIBRES SUR UN SLM.....	124
3.1. Montage expérimental	124

3.2. Résultats expérimentaux.....	124
3.3. Extrapolation à la combinaison cohérente d'un grand nombre de fibres	126
4. PERSPECTIVES DES DEUX TECHNIQUES	127
4.1. Évolution technologique	127
4.2. Évolution vers l'impulsionnel.....	129
4.3. Compatibilité avec un grand nombre de fibres	130
4.4. Architecture de l'asservissement	131
5. CONCLUSION	133
CONCLUSION GÉNÉRALE	135
LISTE DES PUBLICATIONS DE L'AUTEUR	137
BIBLIOGRAPHIE.....	139
ANNEXE A BRUITS D'UNE CAMÉRA	145

Table des notations

Fonctions

\bar{x}	Moyenne de la variable x
σ_x	Écart-type de x
$G \rightarrow \mathcal{G}$	Normalisation de la variable G avec le calcul d'un coefficient de corrélation
$\text{sinc}(x)$	Fonction sinus cardinal avec $\text{sinc}(x) = \frac{\sin(\pi x)}{\pi x}$

Principales notations

λ	Longueur d'onde
w	Waist du faisceau
N, n	Nombre de fibres, numéro d'une fibre
A_n	Amplitude du faisceau issu d'une fibre
R	Amplitude de l'onde plane de référence
φ_n	Phase relative du faisceau issu d'une fibre
S_n	Signal d'un interlet enregistré par la caméra
α	Angle entre les faisceaux issus des fibres et l'onde plane de référence
p	Pas des franges d'un interlet
Λ	Pas du réseau utilisé en mesure auto-référencée
c_n	Centre de l'interlet
F	Nombre de pixels de l'interlet
N_{fibre}	Nombre de pixels par fibre
TR	Taux de remplissage en champ proche
N_{franges}	Nombre de franges par interlet
k	Numéro du pixel considéré dans un interlet
M	Nombre d'interlets de référence dans la bibliothèque du calcul de la phase
C	Coefficient de corrélation
N_v	Nombre de voisins pour le « recentrage » de l'interlet
T_e	Période d'échantillonnage
t_n	Transmission du réseau n écrit sur le SLM
ϕ	Facteur de contraste de la phase sur le SLM
S_e	Seuil du contraste sur le SLM
P	Pourcentage du réseau écrit sur le SLM
M^2	Valeur évaluant la qualité d'un faisceau

Principales abréviations

CPA	Chirped Pulses Amplification
DOE	Diffraction Optical Element
FPGA	Field-Programmable Gate Array
Gops	Giga opérations par seconde
ICAN	International Coherent Amplifying Network
interlet	Interférogramme 1D d'une fibre enregistré par la caméra

Table des notations

LMA	Large Mode Area fiber
LOCSET	Locking Optical Coherence by Single-Electronic frequency Tagging
MEMS	MicroElectroMechanical System
MOPA	Master Oscillator Power Amplifier
PSD	Densité spectrale de puissance (Power Spectral Density)
QWLSI	Quadri-wave lateral shearing interferometry
SLM	Spatial Light Modulator
SPGD	Stochastic Parallel Gradient Descent
V-grooves	Rainures en ligne en forme de V

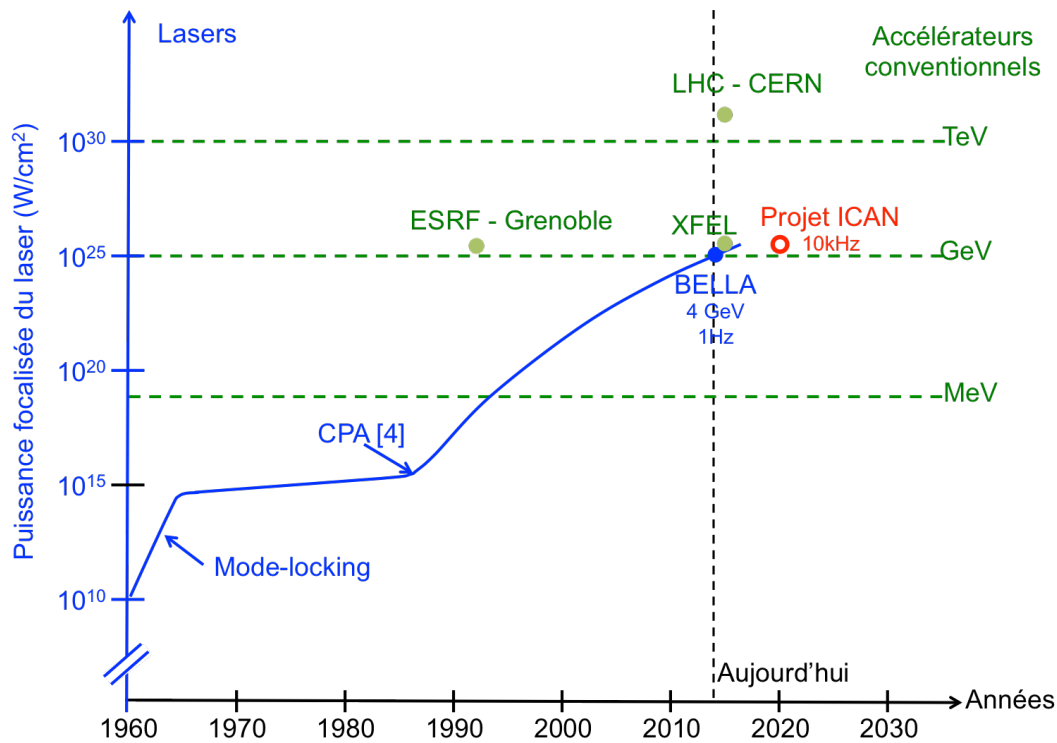
Introduction générale

Les lasers à fibre suscitent un grand intérêt dans des domaines allant de la découpe de métaux à la chirurgie en passant par les télécommunications. Cet intérêt se retrouve dans l'évolution de leur marché qui a doublé en valeur en 5 ans. Leur bonne qualité spatiale, ainsi que leur compacité et leur robustesse, sont des atouts majeurs de cette technologie. Le faisceau restant guidé et confiné au cœur de la fibre, on peut ainsi fabriquer des systèmes compacts ne nécessitant aucune optique en espace libre, contrairement au cas des lasers solides à cristaux. Cette propriété rend les lasers à fibres très robustes. Cependant, c'est dans le domaine des fortes puissances crêtes que se situe leur limite du fait du confinement du faisceau dans le cœur de la fibre.

Or les applications nécessitant de fortes puissances crêtes et moyennes sont nombreuses, comme la soudure ou la découpe. Ces sources peuvent aussi être montées sur des automates dans une ligne de fabrication. On peut aussi citer des applications dans le domaine de la défense, comme la télémétrie (de 1 à 100mJ en régime ns), la désignation de cible (de 10mJ à quelques centaines de mJ en régime μ s), les contre-mesures optiques (de 1W à plusieurs centaines de W de puissance moyenne), ou encore les applications très hautes puissances destinées à créer des dommages structurels. Enfin les lasers ultra-brefs et ultra-intenses sont directement impliqués en physique fondamentale dans l'étude des particules. En effet, dès 1979 avec la mise en évidence de nouveaux mécanismes d'accélération tels que l'accélération de sillage (Laser Wakefield Acceleration) par Tajima et Dawson [1], de nouvelles applications dans le domaine de l'accélération des particules sont apparues. Ces sources ultra-intenses peuvent être utilisées pour la proton-thérapie ou permettent d'envisager le remplacement des synchrotrons actuels par des architectures moins encombrantes.

Ce travail de thèse s'est déroulé dans le contexte du projet ICAN (International Coherent Amplification Network). L'objectif final étudié par ICAN est de produire simultanément des impulsions lasers de très hautes puissances crêtes pour atteindre des énergies de l'ordre de 30J en régime femtoseconde afin d'atteindre des états de la physique relativiste [2], et à un fort taux de répétition (10kHz) pour avoir une forte probabilité d'apparition des particules étudiées. Actuellement, la physique des particules utilise des accélérateurs, comme les synchrotrons, tel l'ESRF (European Synchrotron Radiation Facility) à Grenoble, ou les lasers à électrons libres, tel que le XFEL (X-ray Free Electron Laser) en construction à Hambourg, ou encore le LHC (Large Hadron Collider) du CERN à Genève. L'énergie des particules produites par ces accélérateurs est présentée sur la figure ci-après. Cependant, le rendement de telles architectures est très faible, moins du pour cent, alors que la technologie fibrée permet d'envisager des rendements de l'ordre de la dizaine de pour cent. La technologie laser propose par ailleurs déjà des solutions afin d'atteindre des énergies de l'ordre du GeV. Ces architectures présentent l'avantage d'être plus compactes que les accélérateurs de particules conventionnels. On peut notamment citer le laser BELLA construit par Thales Optronique et livré à Berkeley en 2012, qui délivre une puissance de 1PW avec un taux de répétition de 1Hz. Ce type de laser utilise le titane saphir comme matériau amplificateur, ce qui limite son taux de répétition. Les besoins grandissants en puissance

crête, en taux de répétition et en rendement électrique/optique ne pourront pas être satisfaits en conservant cette technologie. L'amplificateur à fibre, qui permet un rendement énergétique élevé et une bonne gestion thermique, est une alternative crédible au titane saphir. Ainsi, en 2009, la société IPG a mis au point une source commerciale délivrant 10kW de puissance continue en sortie de fibre à 1µm avec une qualité de faisceau proche de la limite de diffraction [3], ce qui est prometteur mais encore cependant loin des objectifs de ICAN en terme de puissance crête et d'énergie. L'ensemble de ces architectures lasers sont notamment basées sur une configuration CPA (Chirped Pulse Amplification) proposée par Gérard Mourou et Donna Strickland en 1985 [4].



Positionnement de ICAN dans le domaine de la physique relativiste par rapport aux accélérateurs conventionnels (en vert) et aux solutions lasers actuelles (en bleu). A droite est représentée l'échelle d'énergie cinétique des particules correspondant à la puissance crête focalisée du laser.

Une solution pour dépasser cette limitation en puissance crête des sources lasers à fibre est d'associer plusieurs amplificateurs fibrés en parallèle. Cette architecture est la combinaison de faisceaux. En pratique, cette technique consiste à répartir l'amplification sur plusieurs canaux dont les faisceaux sont ensuite recombinaison tout en conservant autant que possible les bonnes propriétés spectrales et spatiales de chaque canal. Pour conserver ces propriétés, la combinaison des fibres amplificatrices doit être cohérente. Dans ce cas, le faisceau issu d'une seule source laser est séparé en différentes voies qui sont amplifiées séparément avant d'être recombinaison. Cette recombinaison est obtenue en faisant interférer constructivement les différents faisceaux issus des voies entre eux. Pour obtenir ces interférences constructives, la phase de chacune des voies doit être contrôlée. On peut alors différencier deux sous-catégories de combinaison cohérente : la combinaison cohérente

active, qui nécessite le calcul d'une correction et la mise en place d'une boucle de contrôle de la phase de chaque voie et la combinaison cohérente passive, qui évite la mesure effective de la phase de chaque canal.

Pour atteindre les énergies visées dans le projet ICAN, la combinaison cohérente de 10 000 fibres est nécessaire [2]. L'objectif de cette thèse est de développer des techniques de contrôle à la fois passives et actives de la phase compatibles avec un très grand nombre de fibres, pour permettre leur application aux lasers ultra-intenses nécessaires à la physique des particules. Le travail s'effectue en amont des projets envisagés. Plusieurs voies de combinaison cohérente collective sont étudiées afin d'offrir un panel de solutions le plus large possible et de s'adapter aux contraintes des différentes applications.

Dans le premier chapitre, nous présenterons l'état de l'art et les limites actuelles de la montée en puissance des lasers à fibre. Puis nous présenterons les techniques envisagées pour la combinaison de faisceaux en les jugeant sur leur compatibilité avec la combinaison de 10 000 fibres en régime impulsionnel. Nous verrons ainsi les avantages à utiliser une mesure de phase collective et nominative : la mesure de phase par technique interférométrique.

Dans le chapitre 2, nous analyserons la mesure de phase par technique interférométrique, qui présente l'avantage de mesurer la phase de chaque fibre avec une seule image. Nous détaillerons aussi l'algorithme mis au point permettant de calculer la phase de chaque fibre. Nous montrerons que cet algorithme permet un calcul rapide de la correction.

Dans le chapitre 3, nous présenterons une technique originale de combinaison cohérente passive, compatible avec un grand nombre de fibres, et basée sur l'holographie numérique. Cette nouvelle architecture permet l'utilisation de plusieurs étages d'amplification sur un même canal. Aucun calcul n'est nécessaire et le contrôle de la phase peut être entièrement analogique.

Dans le chapitre 4, nous étudierons un autre montage avec cette fois un contrôle actif de la phase à haute cadence. Nous développerons l'algorithme de contrôle mis en place ainsi que son implémentation dans une problématique temps réel. La caractérisation de la combinaison cohérente de 16 fibres au kHz sera détaillée. Cette étude permettra de valider la compatibilité de la mesure de phase par interférométrie avec les cadences nécessaires à l'utilisation d'amplificateurs.

Dans le chapitre 5, nous évaluerons enfin la pertinence des solutions de contrôle de la phase proposées pour la combinaison cohérente de 10 000 fibres. Pour cela, nous mesurerons les limites des différents contrôles de phase mis en place. Nous montrerons qu'il est ainsi possible d'envisager la combinaison cohérente de 10 000 fibres avec des composants déjà disponibles sur le marché.

1. Problématique et état de l'art

L'objectif de ce chapitre est d'introduire la notion de combinaison cohérente de lasers à fibre et ses problématiques ainsi qu'un état de l'art de diverses techniques de combinaison.

1. Vers une montée en puissance des lasers à fibre

1.1. Sources laser à fibre

Un laser à fibre est un laser dont le milieu amplificateur est une fibre optique. Celle-ci est constituée d'une gaine diélectrique d'indice de réfraction n_g et d'un cœur d'indice n_c . Si $n_c > n_g$, la lumière peut être guidée dans le cœur de la fibre. Pour obtenir un milieu amplificateur, le cœur est dopé avec des ions terres rares tels que l'erbium (Er^{3+}), l'ytterbium (Yb^{3+}), le néodyme (Nd^{3+}) ou encore le thulium (Tm^{3+}). La longueur d'onde émise par le laser fixe le choix de l'élément terre rare et de la longueur d'onde de pompage. Ainsi, pour obtenir une émission autour de $1\mu\text{m}$, un dopage Yb est nécessaire et pour obtenir une longueur d'onde d'émission à $1,5\mu\text{m}$, on utilisera un dopage Er ou un co-dopage Er-Yb. Le gain du laser est déterminé entre autres par la concentration des dopants, la longueur de la fibre et la puissance de la pompe.

On peut distinguer deux architectures de laser à fibre présentées sur la Figure 1-1. Dans le cas d'un oscillateur laser, la fibre est placée dans une cavité fermée aux deux extrémités par des miroirs. On peut aussi citer les cavités en anneaux. Dans le cas d'un amplificateur à fibre, celle-ci est utilisée sans cavité. Les amplificateurs fibrés sont généralement utilisés dans des architectures de type MOPA (Master Oscillator Power Amplifier), comprenant un oscillateur maître de faible puissance dont le signal est ensuite amplifié par une série d'amplificateurs à fibre. L'avantage de cette structure est de répartir le gain sur plusieurs étages d'amplification.

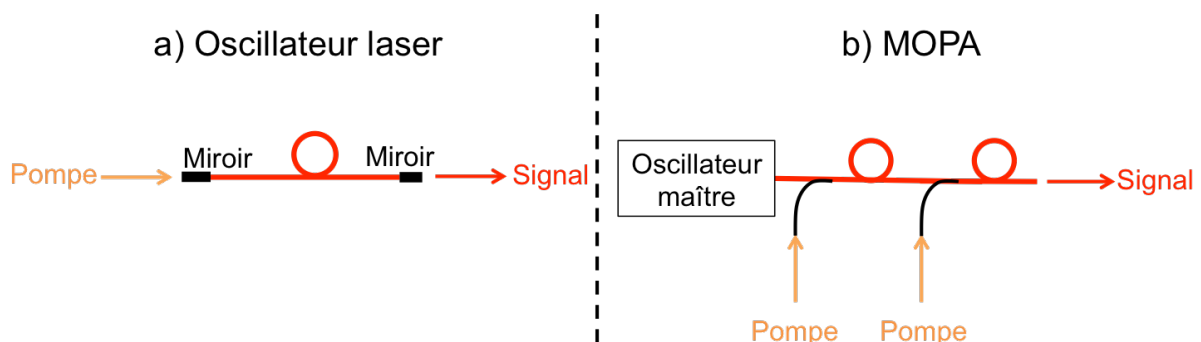


Figure 1-1 : a) Principe d'un laser à fibre. b) Principe d'un amplificateur à fibre.

Les lasers à fibre rivalisent avec les lasers à état solide dans certains domaines grâce à leurs avantages propres. On peut notamment citer :

- Le confinement de la lumière dans le cœur qui implique une grande efficacité sur toute la longueur de fibre (au minimum 1m), et qui permet d'obtenir un gain de plusieurs

dizaines de dB. De plus, avec un pompage par diode laser, l'efficacité optique/optique peut être élevée, pouvant même atteindre les 80% dans le cas des lasers Yb. La fibre optique permet ainsi un excellent rendement électrique/optique.

- Une bonne qualité de faisceau peut être obtenue en sortie des fibres monomodes.
- Grâce à la longueur du milieu actif, la chaleur dissipée par le pompage est répartie le long de la fibre. La gestion thermique est donc plus facile que dans un milieu massif.
- Sous réserve de disposer de composants fibrés, comme des miroirs, des coupleurs ou des isolateurs, il est possible de souder les extrémités des fibres de chaque composant pour réaliser un système laser « tout » fibré. Cela évite notamment les désalignements et permet donc de gagner en compacité et en robustesse vis-à-vis des perturbations extérieures.

Le plus grand inconvénient de ce type de source concerne sa montée en puissance crête. En effet, nous allons voir qu'il est difficile d'obtenir de fortes puissances en conservant une bonne qualité de faisceau et une grande finesse spectrale tout en restant dans une architecture entièrement fibrée. Nous allons maintenant en étudier les limites.

1.2. Limitations de la montée en puissance crête

La puissance crête extractible sans dommage d'une seule fibre monomode est limitée à quelques GW/cm^2 [5]. Or, un laser fibre émettant en continu un faisceau de 1kW avec une fibre de $3\mu\text{m}$ de cœur dépasse largement cette valeur. De plus, avant d'atteindre ce seuil de dommage, des effets non linéaires liés à la forte densité de puissance transitant dans la fibre apparaissent. On peut notamment citer les diffusions Brillouin ou Raman stimulée [6]. Ces effets provoquent la création de faisceaux parasites qui se propagent dans la fibre, détériorant la qualité de faisceau en sortie de fibre. On peut noter que ces phénomènes sont liés à la puissance crête et non à la puissance moyenne : ils sont donc encore plus limitant en régime impulsionnel. En pratique, dans une fibre monomode, on estime la puissance crête limite à quelques kW pour les fibres dopées Yb, utilisées pour l'émission à $1\mu\text{m}$, et à quelques centaines de W pour les fibres co-dopées Er-Yb, utilisées pour l'émission à $1,5\mu\text{m}$. Deux principales raisons expliquent cela [7]. La première raison provient d'un défaut quantique plus important dans l'Erbium. De plus, dans le cas des fibres co-dopées, il peut y avoir une désexcitation radiative des ions Yb, plutôt qu'un transfert d'énergie de ces ions vers l'Er.

Pour augmenter la puissance crête des lasers à fibre, plusieurs solutions sont envisageables. Une première solution pour repousser ce problème de puissance est d'augmenter la taille du cœur de la fibre. Cependant, cette augmentation de taille de cœur ne doit pas se faire au détriment de la qualité spatiale du faisceau qui doit rester monomode transverse. Dans cette optique, on peut notamment noter l'utilisation de fibres microstructurées à large cœur (LMA) [8] [9] [10], dont le diamètre du cœur peut atteindre la centaine de microns. Ainsi la fibre citée dans la référence [3] a un cœur de diamètre $135\mu\text{m}$, c'est-à-dire 15 fois plus grand qu'une fibre télécom classique. Pour les fibres microstructurées apparues récemment, on diminue la différence d'indice entre le cœur et la gaine par l'introduction de trous d'air dans la gaine, comme présenté sur la Figure 1-2.

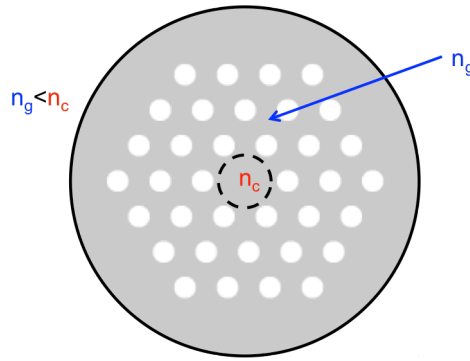


Figure 1-2 : Principe d'une fibre microstructurée air-silice.

Cependant, l'élargissement de la taille du cœur peut conduire à une dégradation des qualités spectrales due par exemple à la dispersion spectrale et spatiale du laser. Certaines approches consistent à utiliser volontairement des fibres très large cœur pour permettre une forte puissance puis à « nettoyer » le faisceau en sortie de façon à retrouver une bonne qualité optique [11], [12], [13]. Malgré cela, les performances nécessaires aux applications de haute énergie semblent actuellement hors de portée des sources ne comprenant qu'une seule fibre laser.

La Figure 1-3 présente l'évolution des puissances des sources fibrées au cours des dernières années en régime continu et en régime impulsionnel. En 2009, la société IPG a mis au point une fibre commerciale délivrant 10kW de puissance moyenne continue à 1μm avec une qualité de faisceau quasi-monomode [3], ce qui est encore loin de l'objectif de 100kW de l'Air Force Lab [14]. On peut noter que depuis 2009 l'évolution de la puissance en sortie d'une fibre amplificatrice semble stoppée.

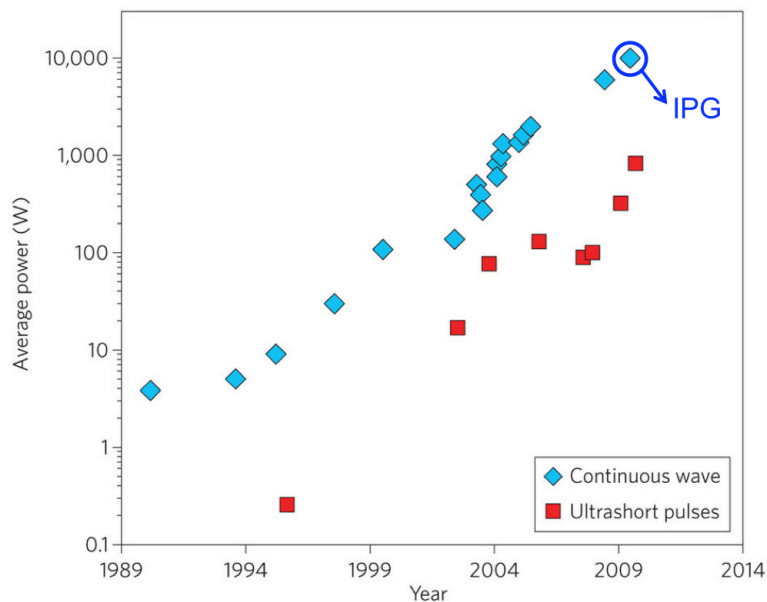


Figure 1-3 : Évolution de la puissance des lasers à fibres au cours du temps [15], en bleu pour les lasers continus et en rouge pour les lasers impulsionnels.

Concernant les applications impulsives, une évolution de l'énergie des lasers à fibre est présentée sur la Figure 1-4. Une énergie maximale de 2,2mJ [16] a été atteinte avec une puissance crête de 3,8GW avec un M^2 de 1,8¹. On est cependant encore loin de l'énergie nécessaire à l'accélération de particules qui est de l'ordre de la trentaine de Joule [2] en régime femtoseconde avec un taux de répétition de l'ordre du kHz. La Figure 1-4 montre aussi que dans le régime impulsif, le record de puissance moyenne n'est pas obtenu en même temps que le record de puissance crête. Or dans le cas de l'accélération de particules, on cherche à obtenir simultanément de la forte puissance crête et de la forte puissance moyenne.

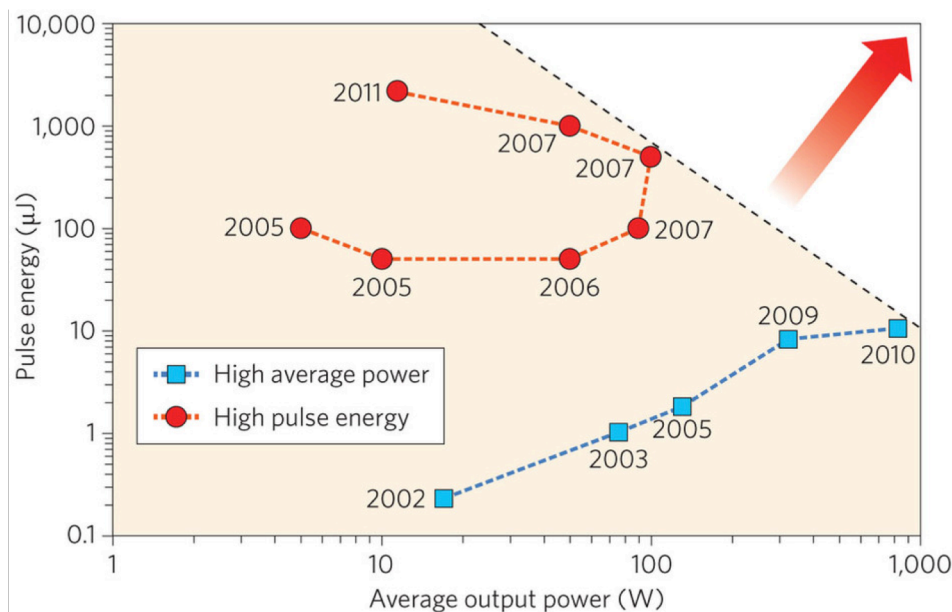


Figure 1-4 : Évolution de l'énergie des lasers à fibre en régime impulsif en fonction de leur puissance moyenne [15].

Une solution est l'utilisation de plusieurs fibres puis leur combinaison, que nous allons maintenant présenter.

2. Combinaison de faisceaux

Pour dépasser la limite en puissance d'une seule fibre, on peut répartir l'amplification sur plusieurs fibres laser monomodes. Les faisceaux issus de ces différentes fibres sont ensuite recombinaison pour ne plus former qu'un seul et unique faisceau concentrant toute la puissance disponible tout en conservant une bonne qualité de faisceau. Les techniques de combinaison se divisent alors en deux sous-catégories : la combinaison incohérente et la combinaison cohérente.

¹ La valeur de M^2 permet d'évaluer la qualité d'un faisceau. Cette valeur permet de comparer la divergence du faisceau avec celle d'un faisceau gaussien dont le champ proche aurait la même valeur. Ainsi, un faisceau gaussien limité par la diffraction présente un $M^2=1$.

La principale technique de combinaison incohérente est la combinaison spectrale, présentée sur la Figure 1-5. Elle consiste à superposer les faisceaux issus de lasers émettant à différentes longueurs d'onde via un élément dispersif, comme un réseau ou un prisme. Les faisceaux sont ainsi superposés sans interférer entre eux et la luminance du faisceau combiné est simplement la somme des luminances des sources. Dans le cas d'une approche de recombinaison spectrale [17] [18], les faisceaux des différents mono-émetteurs, qui fonctionnent chacun à une longueur d'onde légèrement décalée de ses voisins, sont superposés grâce à un réseau dispersif. En utilisant cette technique, le Naval Research Laboratory a démontré la combinaison incohérente de quatre faisceaux lasers, sur cible lointaine de 10cm de rayon placée à 1,2km [19]. Dans ce cas, le M^2 est de 7. La puissance totale combinée est de 3kW avec une efficacité de combinaison de 90%. Une seconde technique de combinaison incohérente est la superposition de faisceaux en champ lointain. Ces techniques ne sont cependant applicables que sur un petit nombre d'émetteurs et ne permettent pas de conserver la cohérence spectrale de la source, critère indispensable dans les applications en régime impulsionnel. Pour pallier ces problèmes, la combinaison cohérente de faisceaux doit être envisagée.

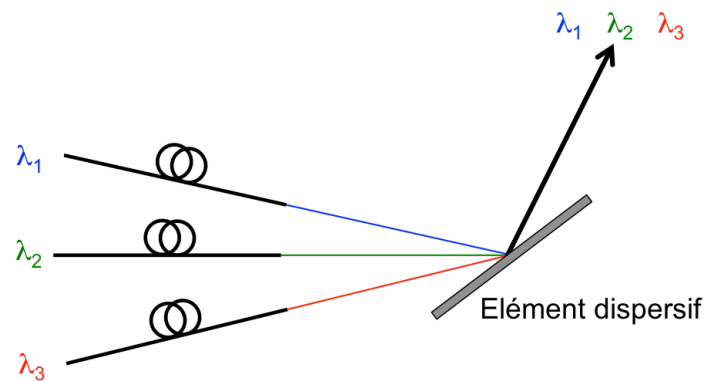


Figure 1-5 : Principe de la combinaison spectrale.

La deuxième catégorie de combinaison est la combinaison cohérente. Elle consiste dans le cas continu à juxtaposer spatialement différents émetteurs mono-fréquence et parfaitement cohérents entre eux pour obtenir des interférences constructives, conduisant à un faisceau recombinaison directif et mono-fréquence. Dans ce cas, ce sont les amplitudes des champs qui sont sommées et non leurs luminances. Afin d'obtenir ces interférences constructives, la phase du faisceau issu de chaque mono-émetteur doit être contrôlée. Le principe est représenté sur la Figure 1-6. Cette technique n'a pas de limite théorique quant au nombre maximal d'émetteurs pouvant être combinés. De plus, dans certaines configurations de combinaison cohérente, cette technique apporte d'autres fonctionnalités pour les applications longue portée comme la déflexion, ou la pré-compensation de perturbations atmosphériques. Ces fonctionnalités sont d'autant plus performantes que le nombre de fibres est important. On peut tout d'abord classer les techniques de combinaison cohérente en deux catégories : les techniques dites passives, c'est-à-dire ne nécessitant pas de calcul effectif de la phase de chaque canal, et les techniques dites actives, c'est-à-dire avec un calcul de la phase. On peut aussi les classer en deux grandes sous-familles : les techniques dites auto-organisées,

qui sont passives, et les techniques ayant une correction individuelle, qui peuvent être actives ou passives. Les différents critères pour juger de la pertinence de la combinaison utilisée seront le nombre de faisceaux qui peuvent être combinés, ce qui détermine la puissance totale de la source, ainsi que l'efficacité de combinaison. Cette dernière est définie comme le rapport entre la puissance dans le lobe central de la source combinée et la somme des puissances de chaque faisceau pris individuellement. Nous allons maintenant détailler les différentes techniques de combinaison cohérente.

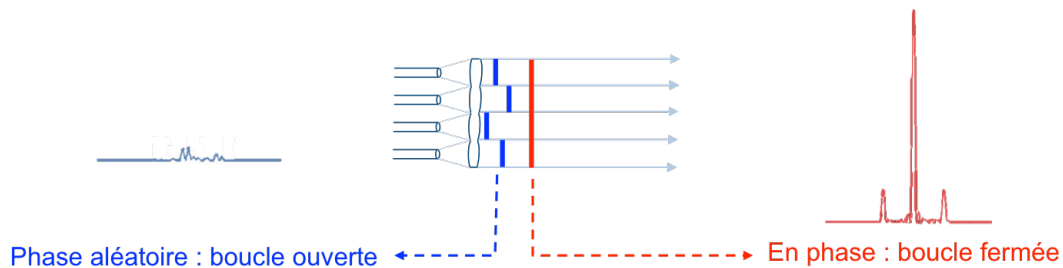


Figure 1-6 : Schéma de principe de la combinaison cohérente. À gauche : Sans correction de la phase en sortie de chaque fibre, on observe une figure de speckle dynamique dans le temps. Au centre : Schéma de principe de la sortie du laser avec 4 fibres dont les faisceaux en sortie sont collimatés par des microlentilles. À droite : Avec une phase plane en sortie, on maximise la puissance dans le lobe central, observé en champ lointain.

2.1. Combinaison cohérente auto-organisée

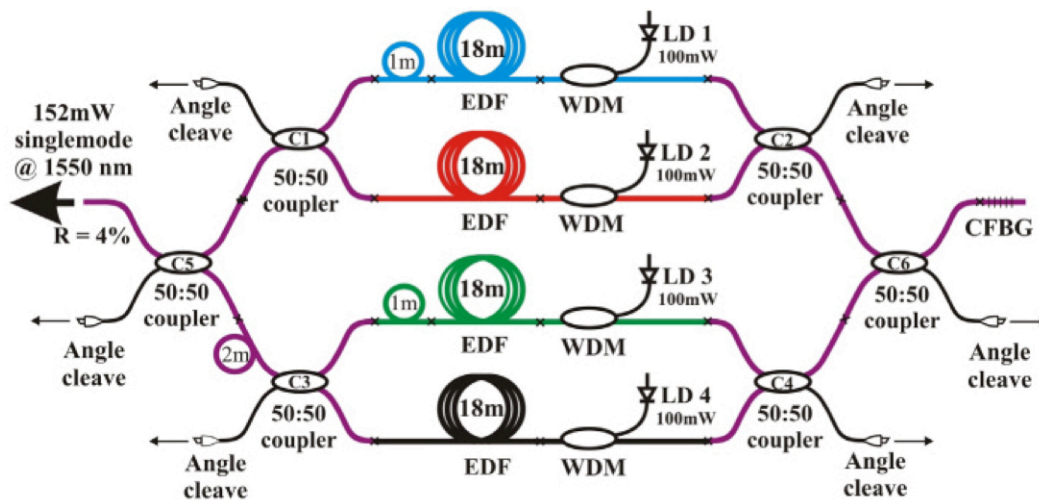


Figure 1-7 : Dispositif expérimental pour la mise en phase auto-organisée de plusieurs amplificateurs dans une cavité commune [20].

Dans cette configuration de combinaison cohérente, le système est conçu pour s'auto-organiser sur un jeu d'interférences constructives. Le contrôle de la phase des faisceaux se fait au moyen d'une boucle tout optique de rétroaction. Les différentes fibres amplificatrices sont disposées en parallèle dans une seule cavité, appelée « super-cavité ». En utilisant plusieurs interféromètres de Mach-Zender, le laboratoire XLIM a combiné 4 fibres pour une puissance totale de 150mW [20].

Cette technique a également été utilisée pour la combinaison cohérente passive de 8 lasers à l'Institute for Laser Science de Tokyo [21]. Cependant, l'efficacité de combinaison chute avec le nombre de fibres dans ce montage. En effet, elle était proche de 95% pour 4 fibres et chute à 80% pour 8 fibres [21]. Cette décroissance peut s'expliquer de la manière suivante : plus le nombre de voies augmente, moins il y a de modes communs. De plus, ces modes communs ne correspondent pas forcément à la fréquence où le gain de la super-cavité est maximal [22].

On peut donc en conclure que, malgré la simplicité de cette architecture qui ne nécessite aucun contrôle, le nombre de voies qui peuvent être mises en phase est limité à une dizaine de fibres. Or ce nombre est très insuffisant pour les applications visées ici.

2.2. Principe de la combinaison cohérente avec correction individuelle

Les techniques de combinaison cohérente par contrôle actif de la phase sont des techniques d'asservissement classiques avec une mesure de la phase du faisceau issu de chaque fibre, le calcul d'une correction et l'application de cette correction en amont de l'amplification. Une architecture générique est présentée sur la Figure 1-8. La plupart des expériences réalisées en combinaison active le sont en configuration MOPA. Dans cette configuration, le signal issu d'un oscillateur maître est séparé en N voies. Chaque voie est ensuite amplifiée individuellement. Les N sorties des fibres peuvent ensuite être disposées en ligne ou dans une matrice 2D. Le faisceau issu de chaque fibre est collimaté.

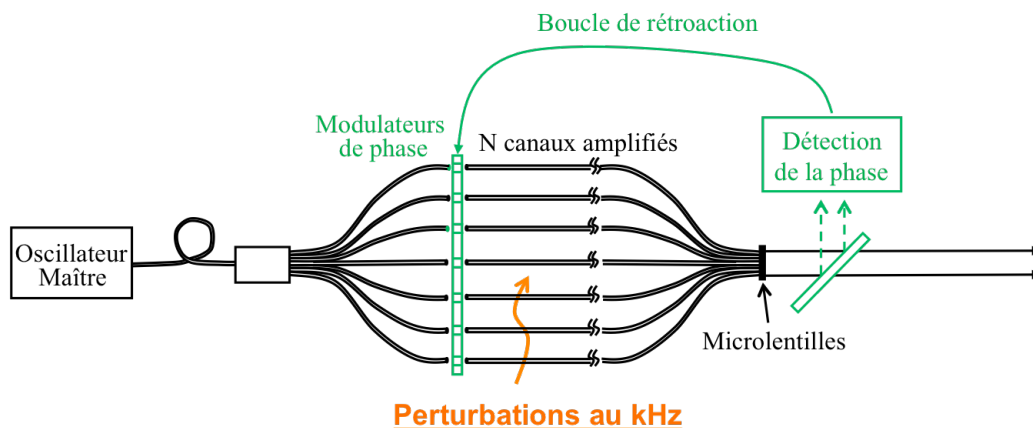


Figure 1-8: Principe général de la combinaison cohérente de fibres amplificatrices. La puissance d'un oscillateur maître est divisée entre N canaux. En sortie du laser, chaque fibre est collimatée. Le contrôle de la phase est assuré par une boucle de rétroaction en vert.

Une combinaison cohérente de ces N canaux est réalisée afin d'obtenir en sortie un faisceau recombinaison très puissant. Pour ce faire, trois points sont essentiels :

- Les canaux, qui sont parfaitement cohérents entre eux car issus de la même source, doivent tous avoir la même polarisation. Ce point peut être assez facilement réglé par l'utilisation de fibres à maintien de polarisation. On peut notamment citer les fibres de type PANDA largement disponibles aujourd'hui.

- Les faisceaux issus de chaque fibre doivent avoir une puissance la plus identique possible afin d'optimiser la recombinaison. Pour cela, on évitera d'utiliser des composants entraînant une modulation d'intensité et on utilisera des amplificateurs saturés. En pratique, on évitera d'avoir des différences d'intensité de plus de 50% entre les fibres [6], ce qui évite une chute du rapport de Strehl² de plus de 10%. Ce point n'est donc pas très limitant.
- La phase individuelle de chaque faisceau issu des fibres doit être contrôlée à une fraction de longueur d'onde près (modulo 2π dans le cas continu), pour compenser les différences de chemin optique entre les bras. Ces différences de longueur sont dues en premier lieu aux différences de longueur entre les fibres. Viennent ensuite les perturbations environnementales, les fibres optiques étant d'excellents capteurs de température et de pression. Enfin, un troisième type de perturbations est dû au bruit des diodes de pompes.

Une infime partie de chaque faisceau est prélevée afin de servir à la mesure de la phase. Les différences de pistons de phase entre les différents faisceaux sont alors corrigées avec des modulateurs de phase, placés en amont de l'amplification. Lorsque la boucle d'asservissement est fermée, des interférences constructives entre tous les faisceaux sont obtenues permettant de maximiser l'efficacité de combinaison. Le faisceau recombinaison peut être obtenu en champ lointain après propagation en espace libre. Cette technique présente l'avantage d'éviter le design d'un élément combineur de faisceaux. L'efficacité de combinaison dépend cependant de la géométrie de la matrice de fibres dans le cas de la combinaison cohérente avec propagation en espace libre.

Contrairement aux techniques de mise en phase auto-organisée présentées précédemment, la combinaison cohérente par contrôle individuel de la phase n'est pas limitée théoriquement en terme de nombre d'émetteurs. Ceci se fait au détriment de la simplicité de mise en place étant donné qu'un asservissement est nécessaire. Cette correction de phase s'effectue à une certaine cadence définie comme la fréquence d'échantillonnage. Celle-ci doit être suffisante pour pouvoir suivre et corriger les variations de phase dues à l'environnement et à l'amplification. Une fréquence d'échantillonnage comprise entre quelques centaines de Hertz et le kilohertz est en pratique suffisante pour assurer un contrôle correct de la phase [23].

Nous allons maintenant détailler les principales techniques permettant de contrôler cette phase. Nous les jugerons sur le nombre de fibres qui peuvent être mise en phase ainsi que sur la bande passante de leur asservissement et leur efficacité.

² Habituellement utilisée en astronomie, le rapport de Strehl est défini comme le rapport entre le pic d'intensité observé dans le plan de détection d'un télescope et le pic d'intensité maximum pour un système d'imagerie parfait en amplitude et en phase. Le faisceau de référence traditionnel est un faisceau circulaire d'intensité plane. Dans cette thèse, nous utiliserons, comme faisceau de référence, la combinaison cohérente parfaite obtenue à partir de la géométrie de champ proche utilisée. La différence entre ces deux définitions correspond à un facteur fixe qui dépend de la géométrie de la pupille en champ proche.

2.3. Combinaison cohérente active

2.3.1. Détection hétérodyne

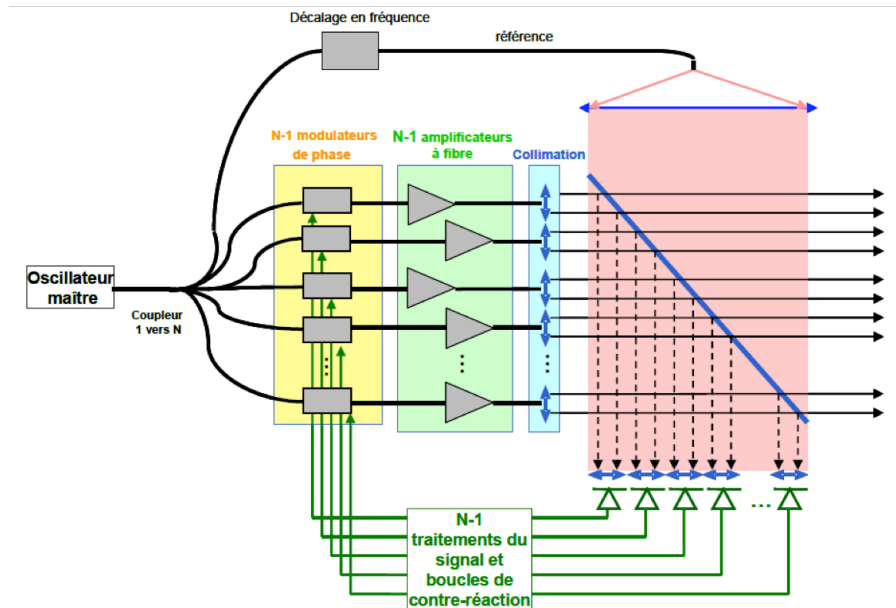


Figure 1-9 : Principe de la combinaison cohérente par détection hétérodyne. Une photodiode est placée dans chaque faisceau en sortie de fibre. Le faisceau issu de chaque fibre interfère avec une référence commune décalée en fréquence. Le signal issu de chaque photodiode est alors utilisé pour contrôler le modulateur de phase de chaque fibre.

La Figure 1-9 présente le schéma général de la combinaison cohérente par détection hétérodyne. Cette méthode consiste à mesurer le déphasage entre chaque faisceau issu de chaque fibre et un faisceau de référence. Ce faisceau de référence est généralement un faisceau supplémentaire issu de l'oscillateur maître et qui ne participe pas à la figure d'interférence en champ lointain. Le faisceau de référence est décalé en fréquence généralement à l'aide d'un modulateur acousto-optique. Un détecteur est nécessaire pour chaque fibre à combiner. Le signal d'interférence entre chaque faisceau issu de chaque fibre et le faisceau de référence est échantillonné puis analysé par détection hétérodyne. On peut ainsi remonter au déphasage de chacune des voies par rapport à la voie de référence.

Le record de puissance combinée par détection hétérodyne a été réalisé avec des lasers solides en 2009 par une équipe de Northrop Grumman [24]. La combinaison cohérente de sept chaînes d'amplification de 15kW a permis d'obtenir une puissance record de 105kW. Seule la pré-amplification jusqu'à 200W se fait avec une configuration fibrée. Les derniers étages sont une chaîne de quatre amplificateurs Nd:YAG. Le schéma de principe est présenté sur la Figure 1-10. Une boucle d'asservissement de fréquence d'échantillonnage de 4kHz assure la mise en phase. De plus, chaque voie de 15kW est corrigée de ses aberrations en sortie par une optique adaptative à 6Hz.

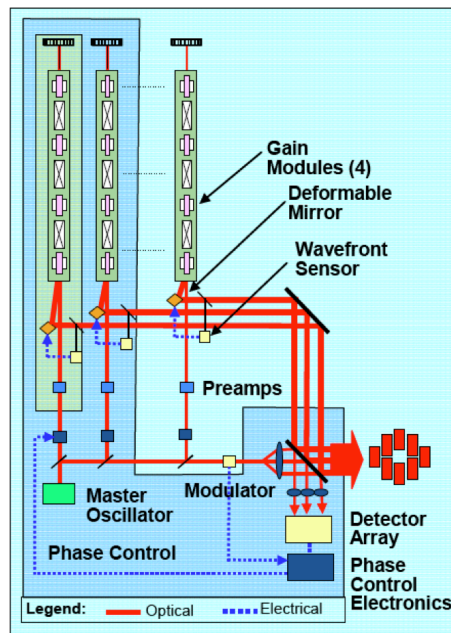


Figure 1-10 : Architecture de la combinaison cohérente de 8 lasers solides multi-kW par détection hétérodyne [24].

Le record de puissance en configuration fibrée avec détection hétérodyne a été obtenu par une autre équipe de Northrop Grumman [25] qui a mis en phase quatre amplificateurs à fibre pour une puissance totale de 470W. Plusieurs étages d'amplification sont nécessaires pour obtenir 118W en sortie de chaque canal. Cette même équipe a publié deux ans plus tard, la combinaison cohérente de 5 faisceaux disposés en ligne [26], comme décrit sur la Figure 1-11. Pour cette nouvelle configuration, un élément optique diffractif (DOE), qui couple 5 faisceaux vers un seul, a été utilisé afin de réaliser la combinaison. Les auteurs obtiennent ainsi une puissance de 109W avec une efficacité de diffraction de 91%, pour une efficacité théorique de 96%. Les écarts sont notamment dus aux défauts du DOE et de l'alignement de la matrice de fibres. Par ailleurs, l'utilisation d'un DOE agissant permet d'obtenir un M^2 de 1,04 sur le faisceau recombinaison. La fréquence de décalage utilisé est de 50MHz.

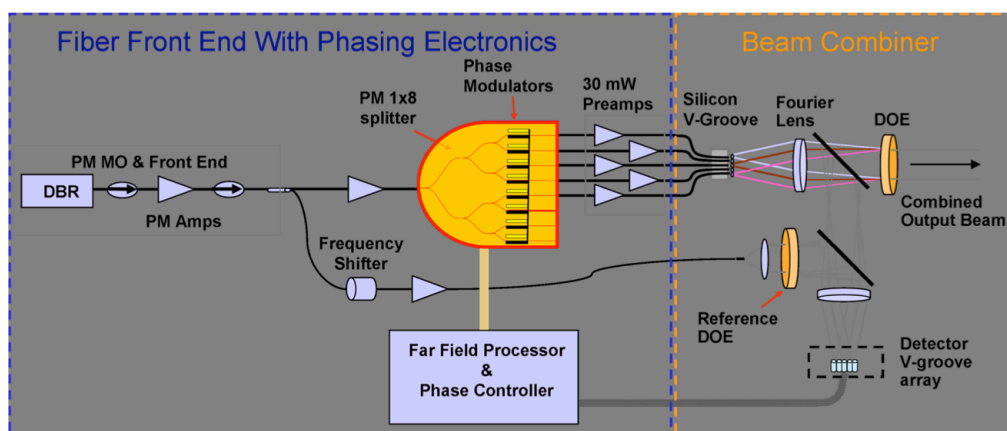


Figure 1-11 : Schéma expérimental de la combinaison cohérente de 5 fibres par détection hétérodyne réalisée par Northrop Grumman [25].

En France, cette technique a été étudiée par Thales Research & Technology [27]. Quatre amplificateurs à fibre dopée ER-Yb de 1W chacun ont été combinés à $1,5\mu\text{m}$.

La technique de mise en phase par détection hétérodyne a permis de nombreuses réalisations de combinaison cohérente de faisceaux. Cependant, elle semble délicate à mettre en œuvre pour un grand nombre de faisceaux. Elle nécessite en effet un détecteur par voie. Il faut de plus que ces détecteurs aient une bande passante suffisante pour permettre l'asservissement. De plus, il semble difficile de rendre compatible un fort taux de remplissage de la pupille de sortie des fibres nécessaire à une bonne efficacité de combinaison avec la séparation spatiale des faisceaux nécessaire pour leur détection individuelle.

2.3.2. Diffusion itérative d'erreurs (SPGD)

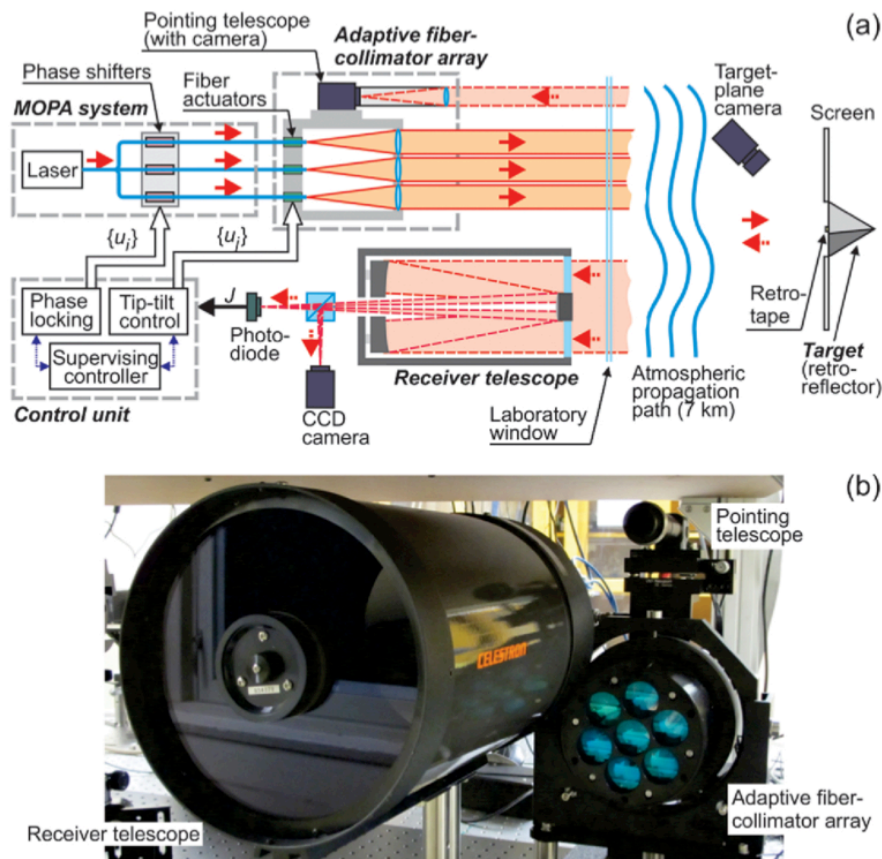


Figure 1-12 : a) Dispositif expérimental de la combinaison cohérente par SPGD. Une photodiode récupère l'intensité dans le lobe central. L'algorithme SPGD permet ensuite de calculer la correction à appliquer sur chaque modulateur. b) Photo du système d'émission et de réception [28].

Au contraire de la détection hétérodyne, une méthode de diffusion itérative d'erreurs n'a besoin que d'un seul détecteur. Celui-ci est placé à l'endroit où les faisceaux se superposent. Un diaphragme est placé devant le détecteur afin de ne collecter que le lobe central de la combinaison. L'asservissement consiste en la maximisation de l'intensité reçue. Ce processus itératif se base sur un principe de diffusion d'erreurs. A chaque itération, les modulateurs de phase de chaque canal sont écartés de leur position précédente de manière à

déformer le front d'onde. L'algorithme calcule ensuite la dérivée du signal d'erreur afin de maximiser l'intensité reçue par le détecteur. Pour atteindre cette convergence, le processus a besoin d'un certain nombre d'itérations qui dépend du nombre de voies combinées et de l'amplitude d'erreur ajoutée par les modulateurs de phase pour déformer le front d'onde. Plus cette erreur est faible, plus l'erreur résiduelle de phase une fois la convergence atteinte sera faible mais plus son temps de convergence sera important. En général, l'algorithme choisi pour piloter ces itérations est basé sur le principe de descente par gradient stochastique parallèle (SPGD). Cette technique itérative est issue de l'optique adaptative. Elle permet aussi de corriger les perturbations atmosphériques si la mesure est faite sur la cible. Une démonstration a été réalisée par l'équipe de M. Vorontsov en 2011 [28]. La Figure 1-12 présente le schéma du montage ainsi qu'une photo de la tête optique d'émission et du détecteur. Dans ce montage, la phase des ondes émises est contrôlée mais aussi la déviation des faisceaux.

La limitation majeure de cette technique provient de l'algorithme utilisé qui a besoin de plusieurs itérations pour converger. Or ce nombre d'itérations augmente directement avec le nombre de fibres combinées en $N^{1/2}$ pour N fibres combinées [28], pour les estimations les plus optimistes. Cette estimation est théorique, lors de l'implémentation pratique la complexité augmente. Dans cet article [28], seulement sept fibres sont mises en phase. La bande passante du système est ici de l'ordre de 20kHz, ce qui est suffisant pour corriger les fluctuations de phase. Cependant, comme le temps de convergence de l'algorithme SPGD augmente avec le nombre de fibres, sa bande passante diminue en même temps et risque de limiter le nombre de fibres combinées.

2.3.3. Marquage en fréquence (LOCSET)

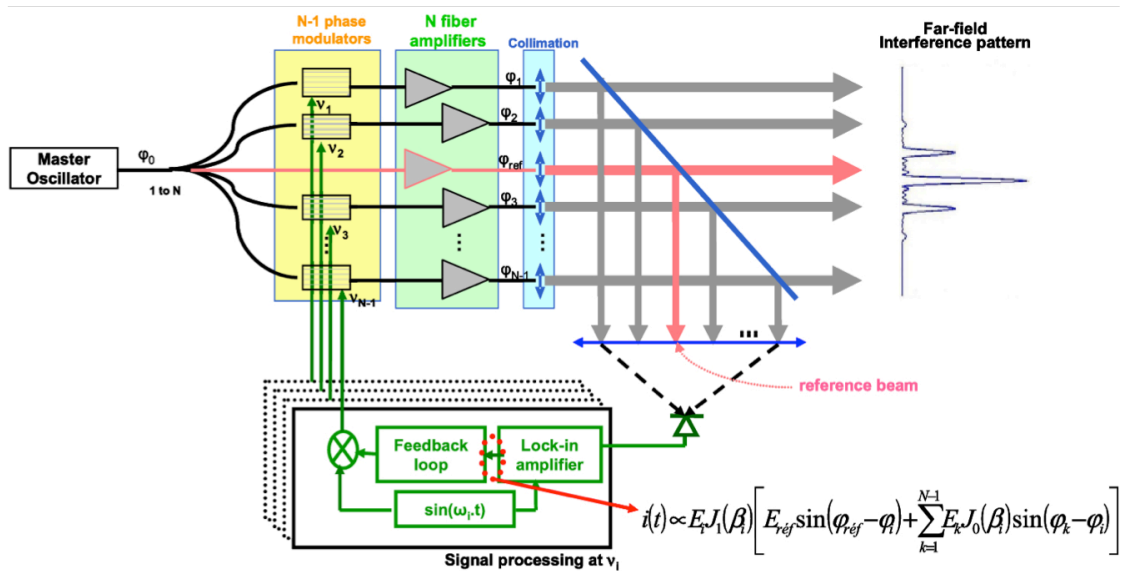


Figure 1-13: Principe de la mise en phase par modulation radio-fréquence de chaque émetteur [29]. Une photodiode permet de mesurer l'intensité dans le lobe central. Une demodulation synchrone permet d'identifier chaque fibre et d'appliquer la bonne correction grâce au modulateur qui applique aussi une modulation en fréquence sur chaque fibre.

La technique de modulation en fréquences ne nécessite, comme la technique de type SPGD, qu'un seul détecteur également placé à l'endroit du lobe central. Des modulateurs de phase sont utilisés pour chaque voie à une fréquence de modulation qui leur est propre. Cette technique de marquage permet donc de différencier les différentes voies. Un traitement du signal, comprenant une démodulation synchrone adaptée à la fréquence de chaque canal, permet de remonter au signal d'erreur pour chaque fibre. On cherche ensuite à le minimiser. Cette technique a été proposée par l'Air Force Research Laboratory sous la dénomination de LOCSET (Locking of Optical Coherence by Single-detector Electronic Tagging) [30], [31]. La Figure 1-13 présente un schéma du principe de la combinaison cohérente par modulation radio-fréquence de chaque émetteur.

Dans cette technique, il n'y a pas de perte en bande passante lorsque l'on augmente le nombre de voies. En effet, chaque voie a sa propre boucle de rétroaction. Le facteur limitant de cette technique est le choix des fréquences de modulation qui doivent respecter certains critères afin de ne pas les confondre entre elles. La référence [29] a montré qu'une même modulation de fréquence peut être utilisée pour deux voies si les deux modulations sont en quadrature. Cela permet de multiplier par deux le nombre de fibres combinées. On peut alors estimer à quelques centaines le nombre maximal de fibres pouvant être combinées avec cette technique [32].

2.3.4. Mesure interférométrique de phase

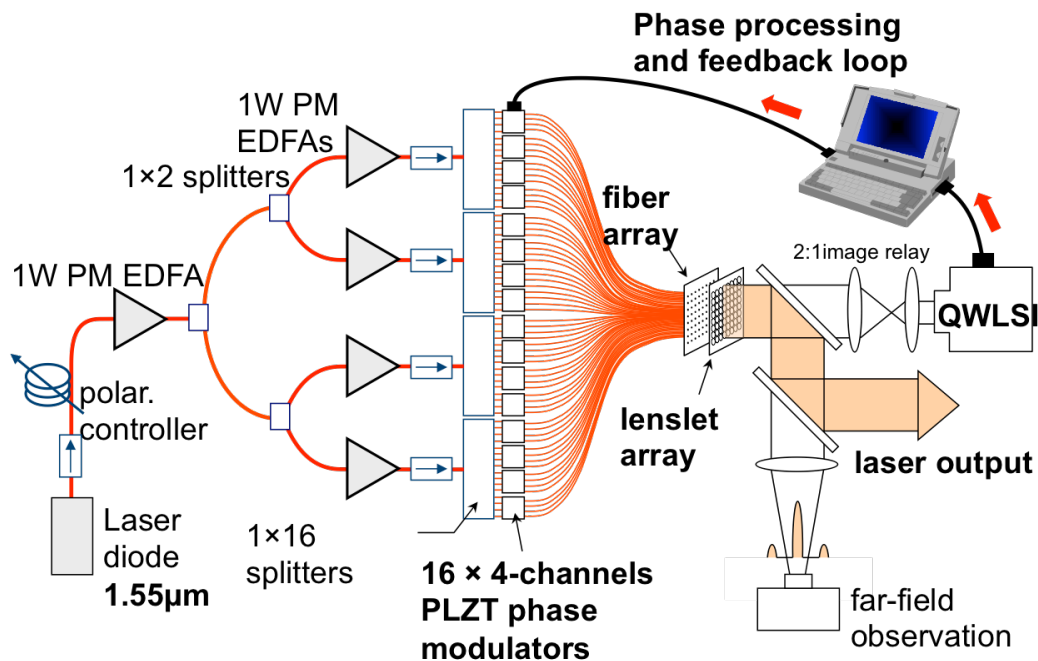


Figure 1-14 : Dispositif expérimental de la combinaison cohérente de 64 fibres par décalage quadri-latéral (QWLSI) [33]. Une diode laser à 1,55 µm est utilisée comme oscillateur maître. Sa puissance est une première fois amplifiée par cinq amplificateurs PM-EDFA et répartie dans 64 fibres.

La dernière technique de combinaison cohérente que nous présentons est la mise en phase par mesure interférométrique. L'idée est de mélanger en champ proche les faisceaux issus de chaque fibre avec une référence commune ou entre eux. Après l'acquisition de cette figure d'interférences par une caméra, l'analyse de l'image permet de remonter au déphasage de chaque fibre. Le record du nombre de fibres combinées est détenu avec cette technique par Thales Research & Technology en collaboration avec l'ONERA [33]. 64 fibres ont été co-phasées à l'aide d'une technique d'interférométrie à décalage quadri-latéral. Dans cette configuration, la fréquence d'échantillonnage de la phase est limitée à 20Hz par les composants utilisés lors de cette démonstration de principe.

2.4. Conclusion

Dans cette partie, nous avons présenté les principales techniques de combinaison cohérente. La Figure 1-15 récapitule ces différentes techniques ainsi que leurs avantages et inconvénients.

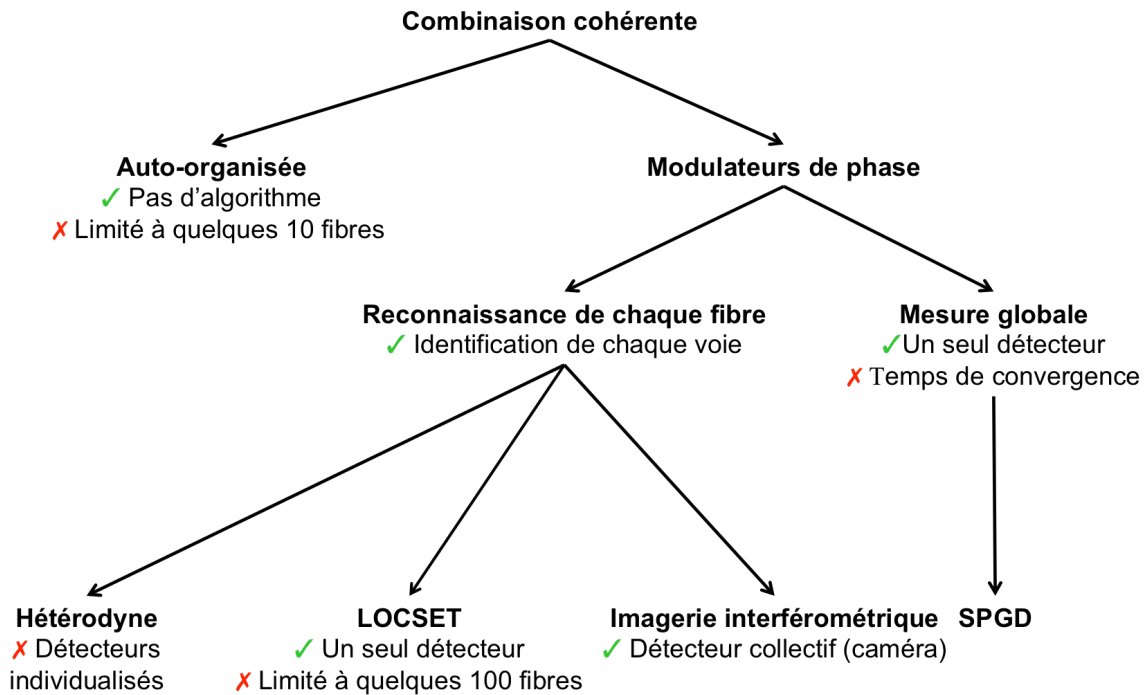


Figure 1-15 : Avantages et inconvénients des principales techniques de combinaison cohérente.

3. Combinaison cohérente en espace libre

Nous allons maintenant discuter des différents critères qui permettent de caractériser et d'optimiser une combinaison cohérente. La « qualité » d'une combinaison cohérente dépend principalement de deux facteurs différents : la qualité du contrôle de la phase des fibres ainsi que la technique de combinaison utilisée.

3.1. Caractéristiques géométriques de la matrice de fibres

Dans le cas d'une combinaison cohérente en espace libre, les faisceaux issus de chaque fibre en champ proche se propagent en espace libre pour interférer entre eux en champ lointain. La figure d'interférences en intensité du faisceau combiné dans le cas d'une combinaison en champ lointain est donc le module carré de la transformée de Fourier du champ proche, c'est-à-dire du champ collimaté en sortie des fibres. La figure d'interférences du faisceau combiné dépend donc directement des caractéristiques de l'arrangement de la matrice de fibres. On va tout d'abord s'intéresser aux différents paramètres de l'arrangement des fibres en considérant qu'elles sont parfaitement en phase. L'influence de ces paramètres a été discutée dans la thèse de Cindy Bellanger [5].

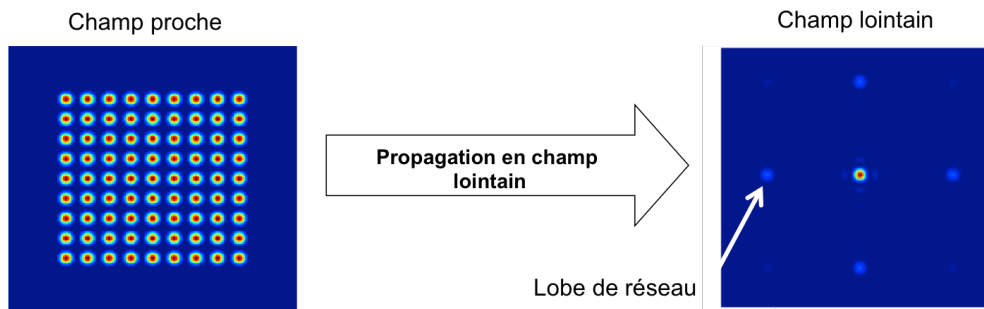


Figure 1-16 : Principe de la combinaison cohérente en espace libre. À gauche : en champ proche en sortie du laser. À droite : en champ lointain après propagation en espace libre.

La Figure 1-16 présente un exemple de combinaison cohérente en espace libre avec un arrangement carré de 9x9 fibres en champ proche. On constate qu'une partie de la puissance issue des 81 fibres ne se retrouve pas dans le lobe central mais est perdue dans des lobes secondaires dits de réseau. On rappelle que l'on définit l'efficacité de combinaison comme le ratio entre la puissance dans le lobe central et la puissance totale des faisceaux issus des fibres en champ proche. La présence de lobes secondaires va donc faire chuter l'efficacité de combinaison. Pour l'optimiser, on peut modifier l'arrangement carré en arrangement hexagonal comme montré sur la Figure 1-17. Le taux de remplissage dans la direction qui est la plus compacte en champ proche permet aussi d'augmenter l'efficacité de combinaison. On le définit comme le ratio entre le diamètre de chaque faisceau à $1/e^2$ et la distance entre deux centres de fibres. Pour fixer les idées, un taux de remplissage de 84% dans un arrangement hexagonal correspond à la meilleure configuration possible avec une efficacité de combinaison proche de 80%.

3. Combinaison cohérente en espace libre

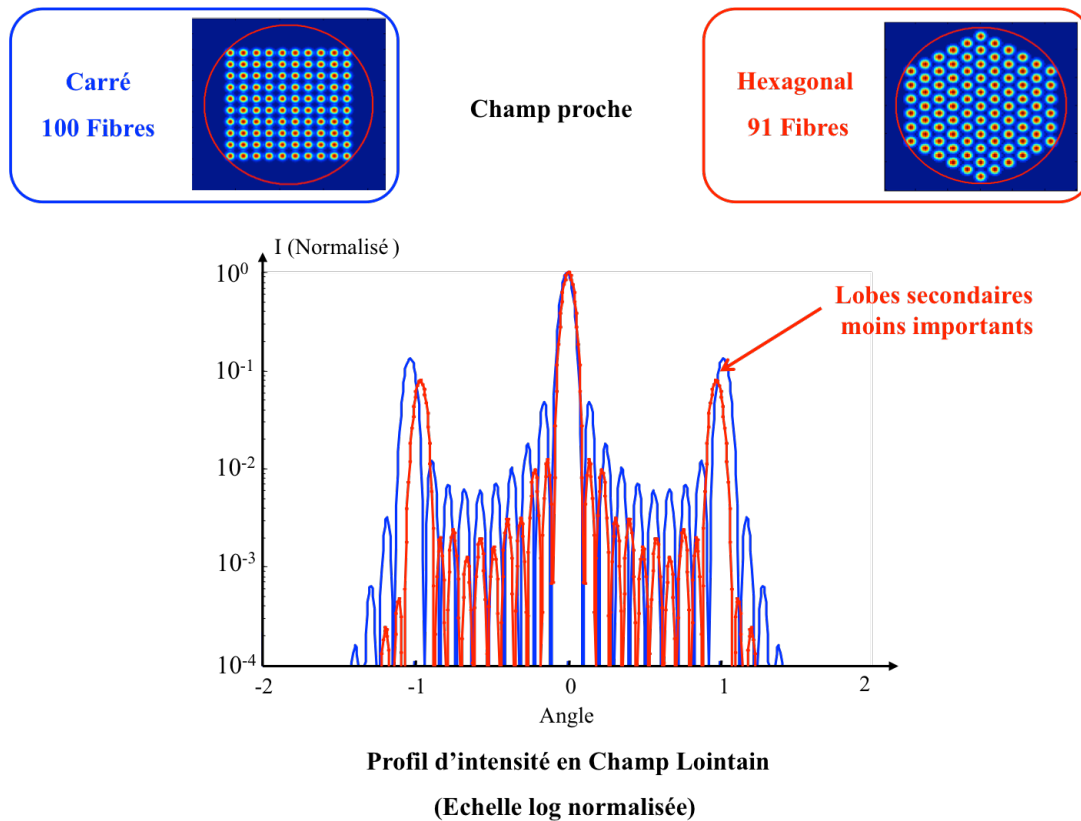


Figure 1-17 : Influence de la géométrie de la matrice de fibres sur les lobes secondaires de la combinaison [5]. L'arrangement hexagonal en haut à droite réduit les lobes secondaires par rapport à l'arrangement carré en haut à gauche.

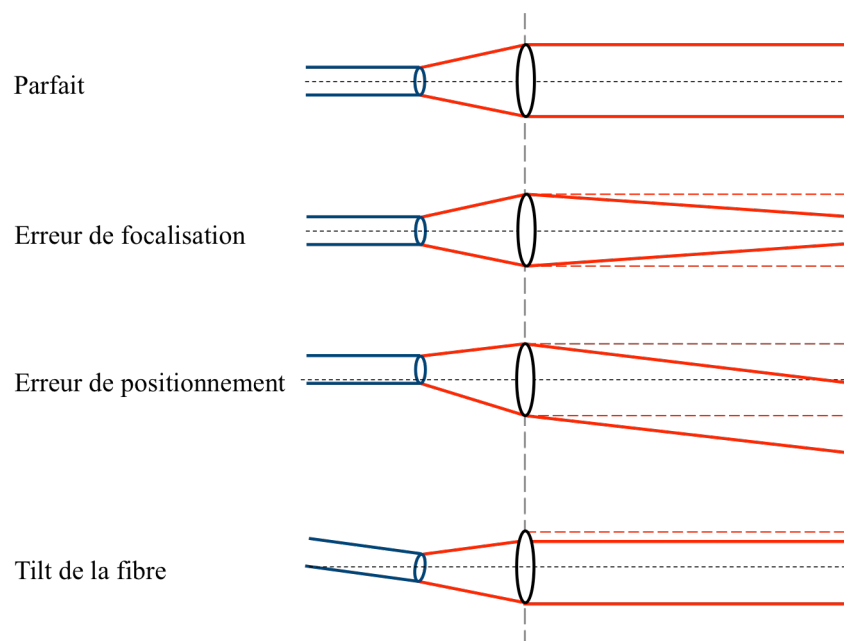


Figure 1-18 : Erreurs de collimation pour une fibre.

D'autres paramètres de la matrice de fibres peuvent dégrader l'efficacité de combinaison. Ces paramètres sont liés aux différences de collimation entre les différentes fibres de la matrice, représentées sur la Figure 1-18. On peut notamment citer les erreurs sur

la longueur focale de la lentille de collimation du faisceau issu de chaque fibre, une erreur de positionnement de la fibre qui entraîne une erreur de pointé et enfin une erreur de parallélisme. Pour avoir une chute de l'efficacité de combinaison inférieure à 10% à cause de ces désalignements, il faut assurer une erreur de pointé inférieure à 0,3mrad et une erreur de longueur focale de moins de 1% [5]. Pour fixer des ordres de grandeur concernant cette erreur de pointé, si on prend une lentille de longueur focale égale à 5,4mm, l'écart entre l'axe de la lentille et l'axe de la fibre doit être maintenu à 1,5 μ m près. Ce cas correspond au 3^{ième} schéma de la Figure 1-18.

On peut conclure de cette étude que la géométrie ainsi que la spécification de la matrice de fibres aura une grande importance sur l'efficacité de combinaison, même si les faisceaux issus des fibres sont parfaitement en phase. Un soin particulier a été apporté sur le design de la tête optique [5].

3.2. Qualité du contrôle de la phase

Combinaison cohérente de 3x3 fibres

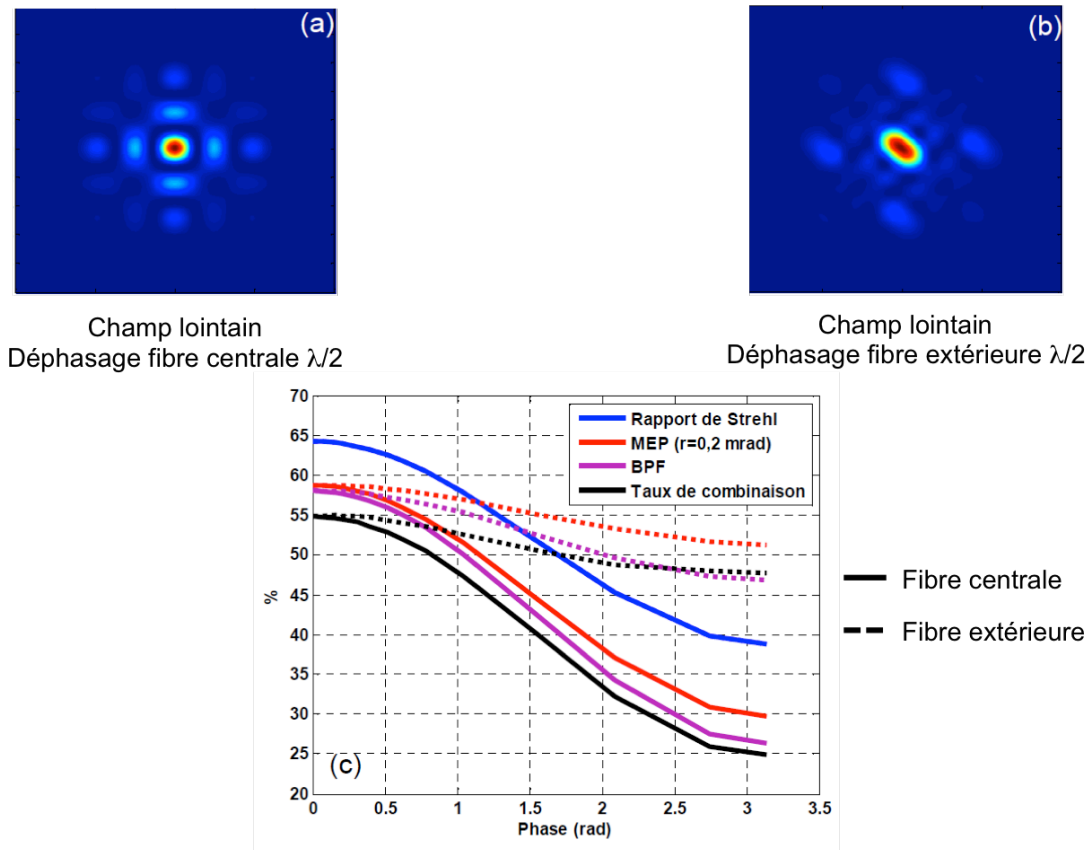


Figure 1-19 : Étude de l'impact d'une erreur de phase suivant la position de la fibre dans le toron de fibres [34]. a) Champ lointain avec un déphasage de la fibre centrale. b) Champ lointain avec un déphasage d'une fibre extérieure. c) Évolution de l'efficacité de combinaison en fonction de l'erreur de phase³.

Pour mesurer la précision du contrôle, on évalue l'erreur résiduelle de phase entre deux faisceaux issus du toron de fibres. Baya Bennaï dans sa thèse [34] a étudié l'influence d'une erreur de phase sur l'efficacité de combinaison en fonction de la position de la fibre à l'intérieur du toron de fibres (Figure 1-19). L'influence de l'erreur résiduelle de phase a été simulée pour différents critères d'efficacité de combinaison. En pratique une erreur de phase résiduelle inférieure à $\lambda/10$ est suffisante pour conserver une efficacité de combinaison de 90% de celle de l'efficacité théorique.

³ Taux de combinaison : rapport de la puissance dans le lobe central et la puissance totale en champ proche. MEP (mask encircled power) : rapport de la puissance contenue dans une zone d'ouverture angulaire donnée par la puissance totale. BPF (beam propagation factor) : rapport entre une zone de rayon 1,2 fois le rayon de la tâche d'Airy, correspondant à la limite de diffraction du système et la puissance totale.

Un deuxième critère permettant de caractériser le contrôle de la phase est la bande passante du contrôle de la phase dont la mesure est décrite dans le chapitre 4. La Figure 1-20 présente des bruits de phase typiques pour des amplificateurs Yb de puissances différentes. On constate que les variations de bruit de phase ne correspondent pas à un bruit blanc. On peut noter que l'augmentation de puissance en sortie des amplificateurs n'accroît le bruit de phase que dans la plage allant de 1Hz à 100Hz. La bande passante du système d'asservissement doit donc être supérieure à 100Hz.

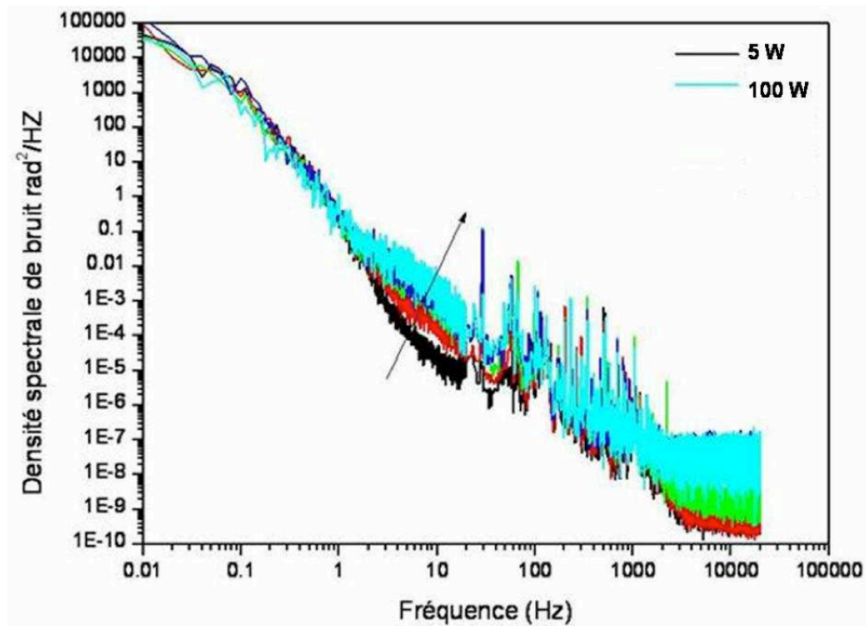


Figure 1-20 : Mesure de bruit de phase d'un amplificateur Yb à maintien de polarisation de 5W à 100W [35].

Pour conclure, il a été montré que l'efficacité de la combinaison cohérente en espace libre est intrinsèquement liée à la réalisation de la matrice de fibres en champ proche. Par conséquent, une bonne erreur résiduelle de phase est nécessaire pour avoir une bonne efficacité de combinaison mais n'est pas suffisante. Pour ne juger que du contrôle de la phase, il est donc préférable de mesurer l'erreur résiduelle de phase entre deux fibres ainsi que la bande passante du contrôle.

4. Plan du manuscrit de thèse

Dans ce travail de thèse, nous avons étudié deux dispositifs de combinaison cohérente. Le but ici n'est pas de revoir le principe même de la combinaison cohérente mais d'étudier la compatibilité du contrôle passif ou actif de la phase avec un très grand nombre de fibres. Il faut pour cela développer des techniques collectives du contrôle de la phase à des fréquences compatibles avec le bruit des amplificateurs.

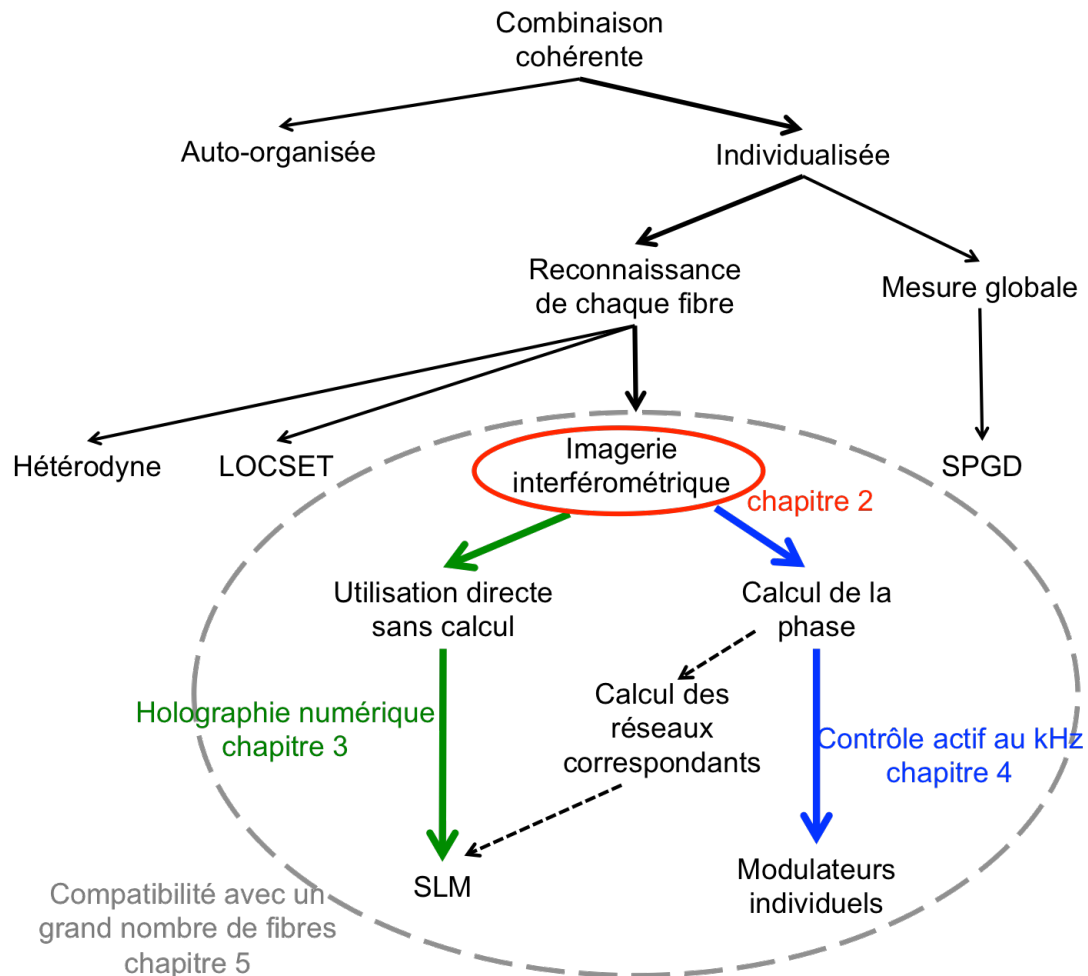


Figure 1-21: Enjeux et positionnement de la thèse par rapport aux différentes techniques de combinaison cohérente.

Le plan adopté dans le manuscrit est le suivant, résumé sur la Figure 1-21 :

- Dans le chapitre 2, nous allons présenter une méthode de mesure collective de la phase basée sur l'interférométrie. Nous montrerons que cette technique présente l'avantage de mesurer la phase de chaque fibre avec une seule image. Nous détaillerons aussi l'algorithme mis au point permettant de calculer la phase de chaque fibre. Nous montrerons que cet algorithme permet un calcul rapide et massivement parallèle de l'image de la caméra.
- Dans le chapitre 3, nous présenterons une technique originale de combinaison cohérente passive mais compatible avec un grand nombre de fibres, basée sur l'holographie

numérique. Cette nouvelle architecture permet l'utilisation de plusieurs étages d'amplification sur un même canal grâce à la co-propagation du faisceau sonde mesurant la phase et du faisceau signal corrigé en phase, contrairement à l'architecture précédemment proposée [5]. La phase de chaque fibre est enregistrée sur une caméra puis directement appliquée pour créer un réseau de phase permettant de corriger la phase de chaque fibre. Aucun calcul n'est donc nécessaire. Cependant, cette technique étant à un stade de développement assez amont, la démonstration est réalisée à basse cadence.

- Dans le chapitre 4, nous étudierons un montage avec un régime kHz. Nous développerons l'algorithme de contrôle mis en place ainsi que son implémentation dans une problématique temps réel. La caractérisation de la combinaison cohérente de 16 fibres au kHz sera détaillée. Cette étude a permis de valider la compatibilité de la mesure de phase par interférométrie avec les cadences nécessaires à l'utilisation d'amplificateurs.
- Enfin dans le chapitre 5, nous évaluerons la pertinence des solutions de contrôle de la phase proposées pour la combinaison cohérente de 10 000 fibres. Pour cela, nous avons mesuré les limites des différents contrôles de phase mis en place. Cela nous permettra d'évaluer le facteur d'échelle de la combinaison cohérente par mesure de phase interférométrique. Nous montrerons qu'il est ainsi possible d'envisager la combinaison cohérente de 10 000 fibres avec des composants déjà disponibles sur le marché.

2. Mesure interférométrique de phase

L'un des objectifs de la thèse est la recherche de techniques de combinaison cohérente compatibles avec un très grand nombre de fibres amplificatrices. Pour cela, la mise en place d'une méthode collective pour la mesure des déphasages entre les fibres est nécessaire. Nous éviterons donc les techniques de combinaison cohérente basées sur l'utilisation d'un détecteur unitaire par fibre [25], [27], ou encore de détecteurs collectifs mais sans moyen d'identification de chaque fibre qui nécessitent donc un algorithme dont le temps de convergence dépend du nombre de fibres, comme l'algorithme SPGD [36], [37].

Dans ce chapitre, nous allons présenter une mesure de phase collective basée sur un principe d'interférométrie. Puis nous détaillerons l'algorithme permettant d'extraire la phase de chaque fibre à l'aide des figures d'interférences obtenues sur une caméra. Enfin, nous vérifierons la compatibilité de cette mesure de phase avec le régime impulsionnel.

1. Méthode interférométrique pour la mesure de la phase

Le principe d'interférométrie pour la combinaison cohérente de fibres amplificatrices a été proposé pour la première fois en 2006 par une équipe du MIT Lincoln Lab [38]. Le principe consiste à faire interférer en champ proche les faisceaux collimatés issus des fibres avec une onde plane de référence commune à tous les faisceaux. La figure ainsi obtenue est enregistrée par une caméra. Elle est constituée de plusieurs réseaux de franges dont la position correspond à l'information de phase de chaque fibre par rapport à une onde de référence. Une évolution de cette technique d'interférométrie a été proposée en 2010 dans la thèse de Cindy Bellanger [5]. Dans ce cas, les interférences étaient obtenues à l'aide d'un réseau placé devant la caméra. Ceci permet de réaliser une mesure de phase auto-référencée. Cette dernière expérience détient le record actuel du nombre de fibres combinées, qui est de 64 [33].

1.1. Utilisation d'une référence commune

Dans ce paragraphe, nous allons présenter le principe d'une mesure de phase à l'aide d'une référence commune. La Figure 2-1 présente le schéma du montage de cette configuration. Tout d'abord, une lame séparatrice permet de prélever une partie des faisceaux issus des fibres pour la mesure de la phase. Ils sont ensuite imagés dans le plan d'une caméra. En amont de notre réseau de fibres représenté sur la gauche de la Figure 2-1, une fibre est séparée du reste. Le faisceau issu de cette fibre sert à générer une onde plane de référence. Cette onde plane doit être la plus parfaite possible et son diamètre doit recouvrir la totalité des faisceaux issus des fibres. Cette onde plane doit être suffisamment parfaite pour que l'ensemble des interférogrammes obtenus ait le même pas de frange à un dixième de pixel près. La planéité de cette onde de référence ne doit pas varier dans le temps afin de maintenir le nombre de pixels par frange constant, ce qui permet la correction de phase. Pour maximiser la puissance en champ lointain dans le lobe central, il faut que les faisceaux issus des fibres soient en phase. Un piston global sur l'ensemble des faisceaux à combiner n'a donc pas de

1. Méthode interférométrique pour la mesure de la phase

raison d'être corrigé. Par conséquent, pour corriger le moins de déphasages possibles entre les fibres, la fibre servant à créer l'onde plane de référence doit avoir le plus d'histoire commune possible avec les fibres à combiner. Ainsi les perturbations de phase dues à des amplificateurs communs à plusieurs canaux ne seront pas corrigés inutilement. La fibre servant de référence doit donc aussi être amplifiée même si la puissance nécessaire pour créer les franges d'interférence est très faible, pour ne pas saturer la caméra. On peut cependant faire l'économie des derniers étages d'amplification tout en prenant toujours en compte la longueur de cohérence du laser maître.

L'onde de référence est inclinée d'un angle α par rapport aux faisceaux issus des fibres. Les interférences entre cette onde de référence et les faisceaux issus des fibres servent à mesurer la phase du faisceau issu de chaque fibre. On notera qu'en pratique on mesure rigoureusement le déphasage entre la phase du faisceau issu de chaque fibre et l'onde plane de référence. On n'effectue donc pas une mesure de phase absolue du faisceau issu de chaque fibre mais leur phase relative par rapport à la phase commune de l'onde plane de référence. On utilisera par la suite le terme de mesure de phase pour désigner la mesure relative de la phase du faisceau issu de chaque fibre par rapport à la phase de l'onde plane de référence.

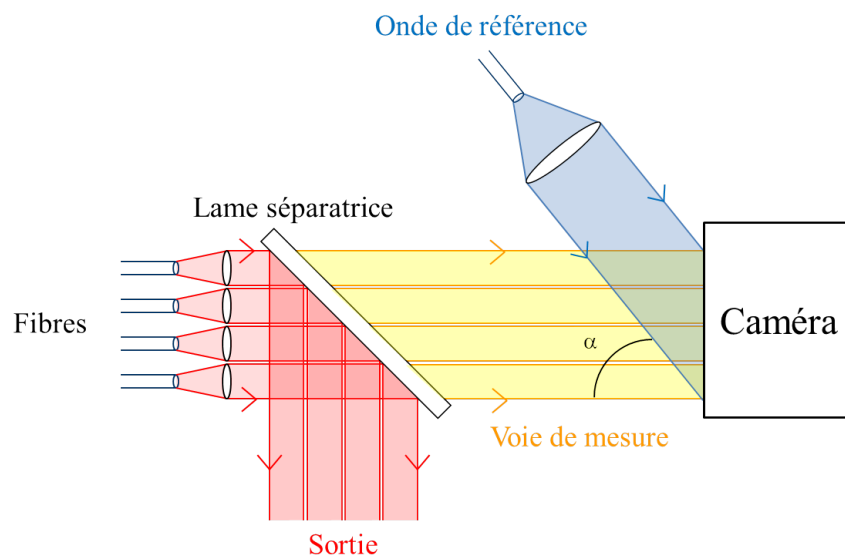


Figure 2-1 : Schéma du montage d'une mesure de phase par technique interférométrique avec référence commune.

La Figure 2-2 présente une figure d'interférence calculée typique qui peut être enregistrée par la caméra. Notons que dans cette simulation, on n'a pas tenu compte du bruit. Dans le cas de cette figure, on cherche à mettre en phase neuf fibres positionnées dans un arrangement carré de trois par trois. Sur la Figure 2-2, neuf interférogrammes sont donc représentés. Les franges de tous les interférogrammes sont parallèles. En pratique, du fait d'aberrations sur la voie de l'onde plane et de la non perfection de l'onde plane, les franges ne sont pas parfaitement parallèles entre elles. On verra par la suite qu'on s'affranchit de ce problème en se ramenant à un cas 1D en sommant dans la direction des franges. Cette opération va diminuer légèrement le contraste des franges. L'influence du non parallélisme

des franges n'a pas été observée car notre contraste était diminué par d'autres facteurs (variation d'intensité des faisceaux issus des fibres, ...). Le pas p des franges est fixé par l'angle α entre les faisceaux issus des fibres et l'onde plane de référence, comme représenté sur la Figure 2-1. Il est le même pour tous et vaut $p = \frac{\lambda}{\sin \alpha}$. Notons qu'un non parallélisme des franges des interférogrammes entre eux peut aussi affecter légèrement ce paramètre en le faisant varier d'un interférogramme à l'autre. En pratique, nous avons fixé p identique pour tous nos interférogrammes sans observer de problème.

On note φ_n le déphasage entre le faisceau issu de la fibre n et l'onde de référence. Notons A_n l'amplitude du faisceau issu de la fibre n et R l'amplitude de l'onde plane de référence. On note λ la longueur d'onde de ces deux faisceaux. Écrivons le signal Σ_n d'un interférogramme.

$$\Sigma_n(x, y) = \Sigma_n^0(x, y) * \left(1 + m_n \cos\left(\frac{2\pi}{p}x + \varphi_n\right) \right) \quad (2-1)$$

avec $\Sigma_n^0 = A_n^2 + R^2$ et $m_n = \frac{2A_nR}{A_n^2 + R^2}$.

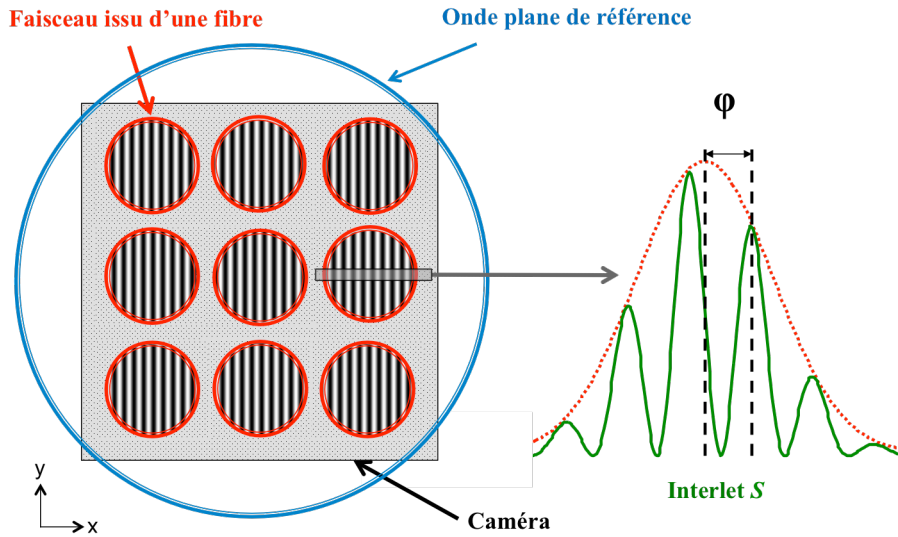


Figure 2-2 : A gauche : Image d'une figure d'interférences calculée pour 3x3 fibres sur la caméra. A droite : Signal 1D utilisé pour calculer la phase de chaque fibre. On l'appelle interlet.

Si l'on considère que tous les faisceaux issus des fibres ont la même amplitude A , la seule différence entre les différents interférogrammes enregistrés par la caméra est le déphasage φ_n entre chaque fibre n et l'onde de référence. L'information de phase n'est donc contenue que dans la position des franges à l'intérieur d'un interférogramme. Théoriquement, une seule ligne par interférogramme est donc nécessaire pour la déterminer. On peut donc n'en prélever qu'une seule, ou bien sommer les colonnes de chaque interférogramme afin d'augmenter le rapport signal-à-bruit du signal utile. Le signal 1D ainsi obtenu est représenté sur la droite de la Figure 2-2 et nous le nommons dans cette thèse « interlet ». On peut donc en conclure que pour calculer la phase de neuf fibres comme représentées sur la Figure 2-2, il faut extraire la phase de neuf interlets S_n à une dimension.

La mesure de phase interférométrique permet d'extraire la phase de chaque fibre n directement à partir d'une image enregistrée par une caméra. Cette mesure est collective, car tous les interlets de toutes les fibres sont enregistrés sur une seule image. Cette technique présente aussi l'avantage d'être applicable à d'autres arrangements de fibres, comme un arrangement hexagonal. L'un des points les plus critiques de cette technique avec une référence commune est la création d'une onde plane de référence suffisamment parfaite pour que le pas des franges reste constant entre tous les interlets enregistrés sur la caméra. En pratique, avec notre montage, on a constaté qu'il ne faut pas que le pas des franges varie de plus d'un dixième de pixel d'un interlet à l'autre. Nous allons maintenant présenter une technique de mesure interférométrique de phase qui évite la création d'une onde plane.

1.2. Mesure auto-référencée

1.2.1. Interférométrie à décalage quadrilatéral

Initialement développées au début des années 90 par J. Primot [39], les techniques de mesure de front d'onde basées sur l'interférométrie à décalage multilatéral sont de bons candidats pour la mesure de phase des faisceaux à combiner. Elles ne nécessitent pas la création de grandes ondes planes de référence.

La Figure 2-3 présente le principe de fonctionnement d'un interféromètre à décalage quadrilatéral. Il repose sur l'interférence du front d'onde à analyser avec lui-même grâce à la création de quatre répliques de ce front d'onde, basculées et décalées latéralement dans les deux directions d'une distance s . L'élément de base de cet interféromètre est le réseau de diffraction qui permet la génération des quatre répliques. Celui-ci est généralement un masque de Hartmann modifié par l'injection d'un masque de phase bidimensionnel [40], [41]. Nous allons maintenant expliquer comment ces mesures du front d'onde à décalage quadrilatéral peuvent s'appliquer à la mesure de la phase d'un faisceau issu d'une fibre.

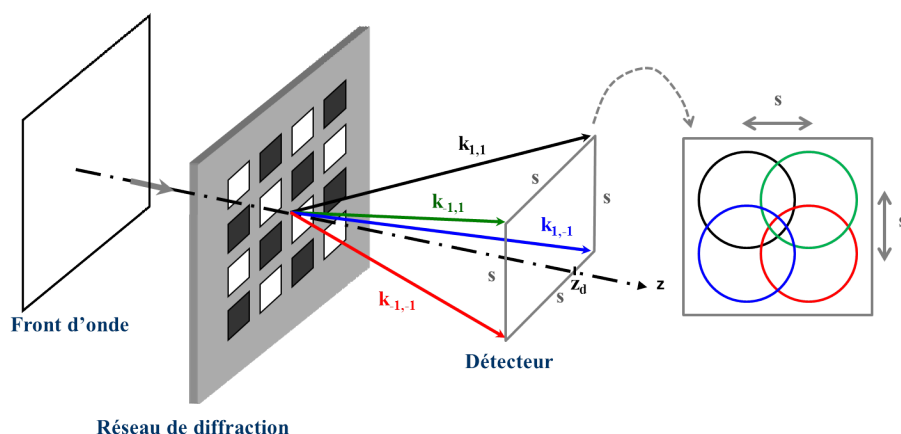


Figure 2-3 : Principe de l'interférométrie à décalage quadrilatéral. L'analyse du front d'onde est réalisée en plaçant un réseau de diffraction dans le front d'onde. Ce réseau diffracte quatre ordres représentés à droite.

1.2.2. Application à la mesure de phase

La Figure 2-4 présente le schéma de montage d'une mesure de phase par technique interférométrique auto-référencée. Pour ce faire, on utilise le principe de l'interférométrie à décalage quadrilatéral. Un réseau est placé devant la caméra sur la voie de mesure. Ainsi chaque faisceau issu de chaque fibre interfère avec ses voisins. Les interférences ainsi obtenues permettent donc d'évaluer les différences de phase entre deux fibres voisines.

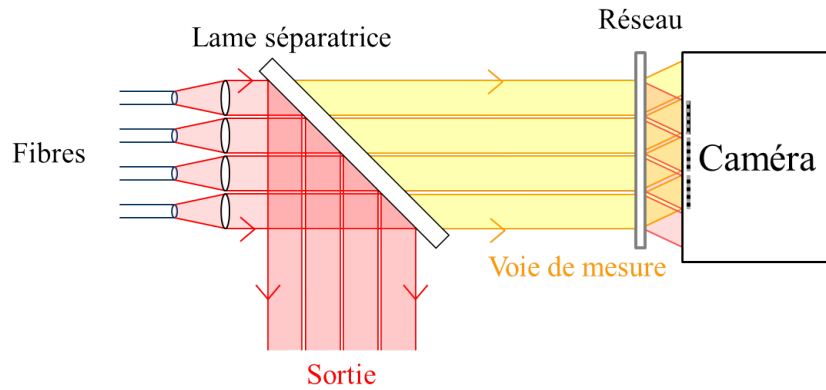


Figure 2-4 : Schéma du montage d'une mesure de phase par technique interférométrique auto-référencée.

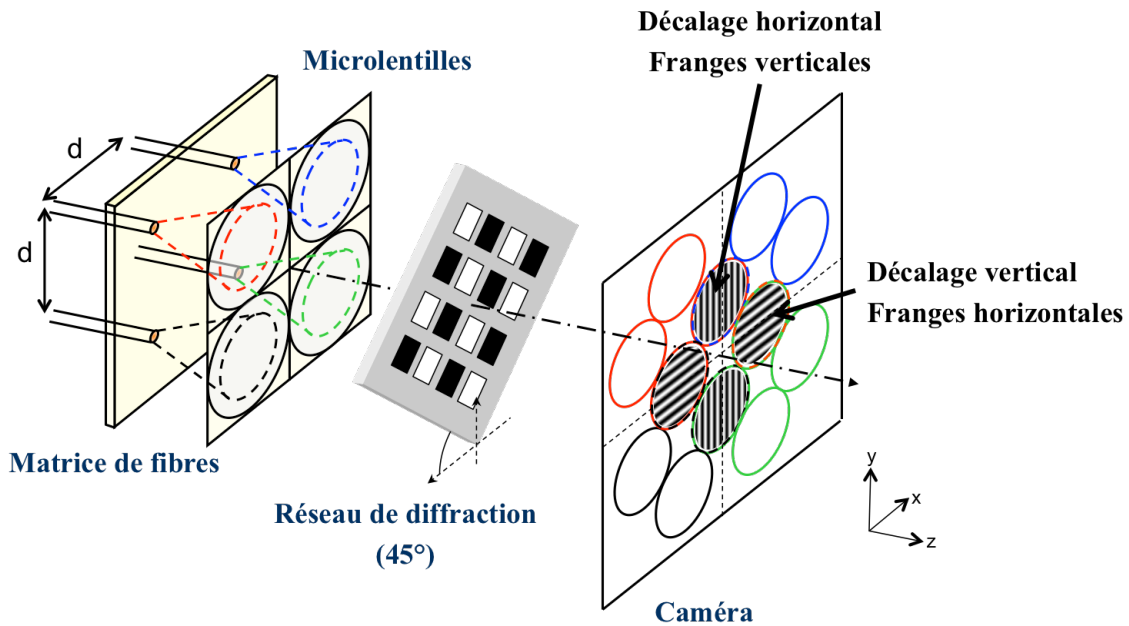


Figure 2-5 : Principe de la mesure de phase par interférométrie à décalage quadrilatéral. Le réseau est tourné de 45° et placé à la distance l (équation (2-2)) de la caméra pour que chaque fibre interfère avec ses voisines. On obtient ainsi deux jeux de franges : des franges verticales et des franges horizontales.

Afin d'optimiser la surface d'information utile sur la caméra, on se place dans le mode « 2x2 ondes ultime » de l'interférogramme à décalage quadrilatéral décrit dans la thèse de Cindy Bellanger [5]. Dans cette configuration, on considère un arrangement carré des fibres à combiner. On superpose alors exactement la réplique du faisceau de gauche sur la réplique du

1. Méthode interférométrique pour la mesure de la phase

faisceau de droite (Figure 2-5). Le réseau utilisé pour générer les répliques est tourné de 45° . On note Λ le pas du réseau. On note d la distance entre deux fibres. On note l la distance entre le réseau et la caméra. Dans le mode « 2x2 ondes ultime », on obtient la relation :

$$l = \frac{d}{4} \sqrt{2} \frac{\Lambda}{\lambda} \quad (2-2)$$

A la longueur d'onde de $1,5\mu\text{m}$, pour avoir une distance entre la caméra et le réseau d'une dizaine de cm, le réseau doit avoir un pas de l'ordre de la centaine de μm .

On obtient ainsi deux jeux de franges. Les interférences entre deux faisceaux issus de deux fibres verticales forment un interlet $S^{\Delta x}$ ayant des franges horizontales. Les interférences entre deux faisceaux issus de deux fibres horizontales forment un interlet $S^{\Delta y}$ ayant des franges verticales. Le pas p des franges des deux jeux d'interlets est fixé par le réseau $p = \frac{\Lambda}{2}$. Considérons la combinaison cohérente de $N \times N$ fibres. La fibre (i,j) est la fibre de la colonne i et de la ligne j et $A_{i,j}$ son amplitude. On note $\varphi_{i,j}$ la phase de cette fibre. Les deux jeux d'interlets s'écrivent alors de la manière suivante :

$$\forall i \in \{1, N-1\}, \forall j \in \{1, N\}$$

$$S_{i,j}^{\Delta x}(x, y) = S_{i,j}^{0 \Delta x}(x, y) \left(1 + m_{i,j}^x \cos \left(\frac{2\pi}{p} x + \varphi_{i,j} - \varphi_{i+1,j} \right) \right) \quad (2-3)$$

avec $S_{i,j}^{0 \Delta x} = A_{i,j}^2 + A_{i+1,j}^2$ et $m_{i,j}^x = \frac{2A_{i,j}A_{i+1,j}}{A_{i,j}^2 + A_{i+1,j}^2}$.

On note $\delta\varphi_{i,j}^{\Delta x}$ le déphasage mesuré sur l'interlet $S_{i,j}^{\Delta x}$. On a donc :

$$\forall i \in \{1, N-1\}, \forall j \in \{1, N\}$$

$$\delta\varphi_{i,j}^{\Delta x} = \varphi_{i,j} - \varphi_{i+1,j} \quad (2-4)$$

Pour les interlets ayant des franges horizontales, on écrit :

$$\forall i \in \{1, N\}, \forall j \in \{1, N-1\}$$

$$S_{i,j}^{\Delta y}(x, y) = S_{i,j}^{0 \Delta y}(x, y) \left(1 + m_{i,j}^y \cos \left(\frac{2\pi}{p} y + \varphi_{i,j} - \varphi_{i,j+1} \right) \right) \quad (2-5)$$

avec $S_{i,j}^{0 \Delta y} = A_{i,j}^2 + A_{i,j+1}^2$ et $m_{i,j}^y = \frac{2A_{i,j}A_{i,j+1}}{A_{i,j}^2 + A_{i,j+1}^2}$.

On note $\delta\varphi_{i,j}^{\Delta y}$ le déphasage mesuré sur l'interlet $S_{i,j}^{\Delta y}$. On a donc :

$$\forall i \in \{1, N\}, \forall j \in \{1, N-1\}$$

$$\delta\varphi_{i,j}^{\Delta y} = \varphi_{i,j} - \varphi_{i,j+1} \quad (2-6)$$

Comme pour le cas d'une mesure interférométrique avec référence commune, l'information de déphasage entre deux fibres n'est contenue que dans la position des franges à

l'intérieur d'un interlet. On somme donc les lignes perpendiculaires au sens des franges d'un interférogramme. In fine, l'information de déphasage est contenue dans $2N(N-1)$ interlets.

La technique de mesure de phase auto-référencée évite la création d'une onde plane. L'information du déphasage entre les fibres est redondante, ce qui rend cette architecture très robuste aux erreurs de mesure. En contrepartie, une étape de reconstruction est nécessaire pour déduire des déphasages entre les faisceaux issus des fibres, qui sont mesurés, la phase du faisceau issu de chaque fibre qui est ce qu'on désire mesurer. Cette étape de reconstruction va donc augmenter le nombre d'opérations par boucle, ce qui augmente la complexité de l'implémentation de l'algorithme de calculs de la phase.

1.2.1. Reconstruction de la mesure de phase

Une fois que la phase de chaque interlet a été évaluée, on doit remonter aux valeurs de la phase de chaque fibre. Pour cela, on en choisit une de référence et on souhaite calculer le déphasage entre cette fibre de référence placée à l'intérieur du toron de fibres et qui participe à la combinaison cohérente et toutes les autres fibres. En utilisant les équations (2-4) et (2-6), on obtient la relation $D = AP$, qui relie les déphasages entre les fibres $\delta\varphi$ avec la phase relative de chaque fibre φ . On définit A , D et P avec la relation suivante :

$$D = \begin{pmatrix} \delta\varphi_{1,1}^{\Delta x} \\ \vdots \\ \delta\varphi_{N-1,N}^{\Delta x} \\ \delta\varphi_{1,1}^{\Delta y} \\ \vdots \\ \delta\varphi_{N,N-1}^{\Delta y} \end{pmatrix} \quad P = \begin{pmatrix} \varphi_{1,1} \\ \vdots \\ \varphi_{N,N} \end{pmatrix} \quad A = \begin{pmatrix} -1 & 1 & 0 & \dots & \dots & \dots & 0 \\ 0 & -1 & 1 & 0 & \dots & \dots & 0 \\ \vdots & \dots & \ddots & \ddots & \ddots & \dots & \vdots \\ 0 & \dots & \dots & \dots & 0 & -1 & 1 \\ -1 & \dots & 1 & \dots & \dots & \dots & 0 \\ 0 & -1 & \dots & 1 & \dots & \dots & 0 \\ \vdots & \dots & \ddots & \dots & \ddots & \dots & \vdots \\ 0 & \dots & \dots & \dots & -1 & \dots & 1 \end{pmatrix} \quad (2-7)$$

où D représente le vecteur de tous les déphasages entre les fibres, P le vecteur de la phase de chaque fibre et A la matrice rectangulaire de passage entre D et P . En pseudo-inversant la matrice A par une technique de moindres carrés [42], on peut déduire des déphasages mesurés la phase de chaque fibre $\varphi_{n,n}$. On se retrouve alors dans la configuration précédente.

Nous venons de décrire de manière générique une mesure de phase collective basée sur l'interférométrie. Cette mesure de phase repose sur l'enregistrement d'interférences entre le faisceau issu de chaque fibre et une onde commune de référence ou entre ce faisceau et ses voisins et peut donc être auto-référencée ou non. Dans le cas de l'utilisation d'une référence commune, l'information de la phase de chaque fibre est comprise dans un seul interlet mais est directement obtenue à partir de cet interlet. Dans le cas d'une mesure auto-référencée, l'information de la phase de chaque fibre est comprise dans quatre interlets pour les fibres du centre du toron. Cette information est donc redondante ce qui améliore la robustesse, mais le déphasage doit être extrait d'un plus grand nombre d'interlets.

Maintenant, que les interlets ont été enregistrés par la caméra d'une manière ou d'une autre, nous allons développer l'algorithme permettant d'extraire l'information de phase qu'ils contiennent.

2. Extraction de la phase

Nous avons développé un algorithme d'extraction de la phase compatible avec la haute cadence et un très grand nombre de fibres. L'idée de base de cet algorithme est de comparer chaque interlet avec un ensemble d'interlets de référence enregistrés dans une bibliothèque. Cette comparaison entre un interlet et les interlets de référence sera effectuée par un calcul de coefficient de corrélation. Elle permet d'effectuer peu de calculs en ayant déjà calculé a priori un certain nombre de configurations de phase. L'algorithme de calculs de phase est applicable aux deux cas auto-référencé ou avec référence commune.

2.1. Coefficient de corrélation linéaire de Bravais-Pearson

En statistique, l'étude de la corrélation entre deux ou plusieurs variables numériques revient à calculer leur ressemblance. Le coefficient de corrélation de deux variables est un nombre compris entre -1 et 1. Si les deux variables sont identiques, il vaut 1. Si les deux variables sont identiques sauf en signe, il vaut -1. On va par exemple rencontrer ce cas si on compare deux images qui sont inversées en teinte noir et blanc. Il vaut zéro si l'on ne peut rien dire de leur ressemblance. Karl Pearson, mathématicien britannique de la fin du XIXème siècle est l'un des fondateurs de la statistique moderne. Il propose pour la première fois en 1895 une formule mathématique pour la notion de corrélation [43].

Considérons deux variables X et Y dont on possède les tableaux $X(x_1, \dots, x_n)$ et $Y(y_1, \dots, y_n)$ de taille N . Pour la variable X , on note \bar{x} sa moyenne et σ_x son écart-type définis comme suit :

$$\begin{aligned}\bar{x} &= \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i \\ \sigma_x &= \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2}\end{aligned}\tag{2-8}$$

On calcule de même \bar{y} et σ_y pour la variable Y . On normalise ensuite chacune des variables de la manière suivante, où \mathcal{X}_i est l'élément i de la variable X normalisée :

$$\mathcal{X}_i = \frac{x_i - \bar{x}}{\sigma_x}\tag{2-9}$$

On réalise la même opération sur Y , pour obtenir les éléments \mathcal{Y}_i normalisés. La normalisation permet de rendre le coefficient de corrélation insensible aux unités des variables. Par exemple, si on cherche une corrélation entre l'âge et le poids, le résultat sera identique que l'âge soit exprimé en seconde, en mois ou en année. Cette caractéristique va nous permettre de nous affranchir des différences d'intensité entre l'interlet image et les interlets de référence.

On note C le coefficient de corrélation entre ces deux variables et il s'écrit :

$$C = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i y_i \quad (2-10)$$

Nous utiliserons ce coefficient de corrélation pour comparer chaque interlet aux interlets de référence et ainsi évaluer leur ressemblance.

2.2. Description d'un algorithme basé sur un calcul de corrélations

Nous allons maintenant détailler les différentes étapes de mesure de la phase. Nous commençons par définir les différents paramètres d'un interlet. Puis les différentes étapes du calcul de la phase de chaque interlet seront présentées. Le principe de l'algorithme est représenté sur la Figure 2-6.

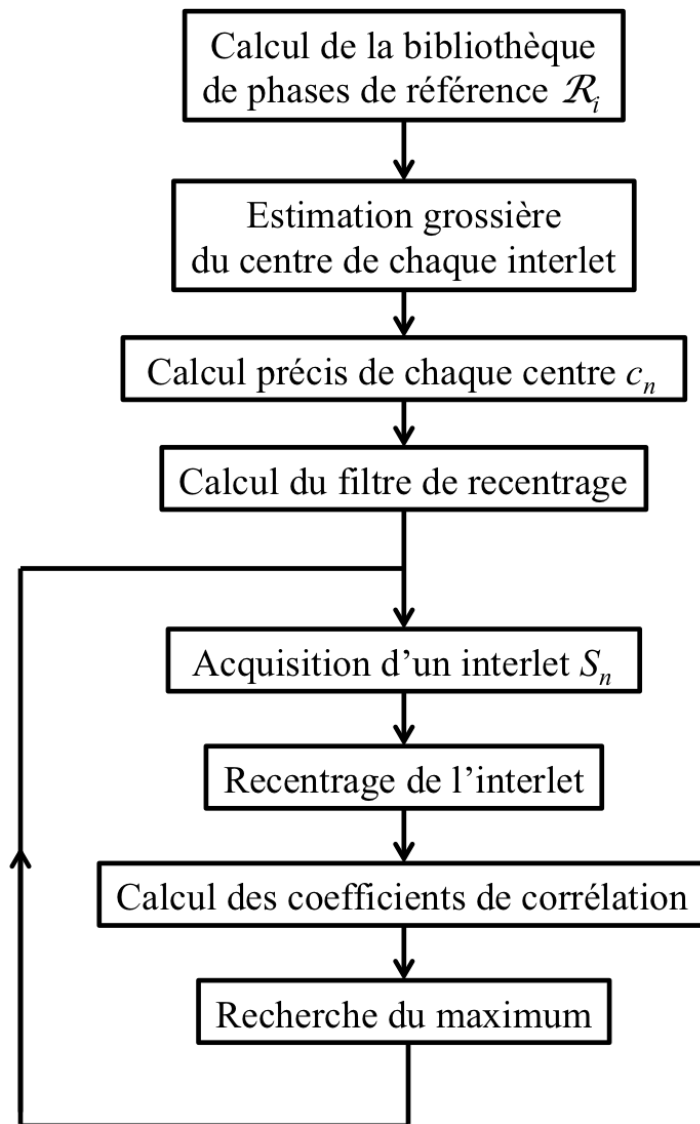


Figure 2-6 : Différentes étapes de l'algorithme de calcul de phase.

2.2.1. Définition des paramètres d'un interlet

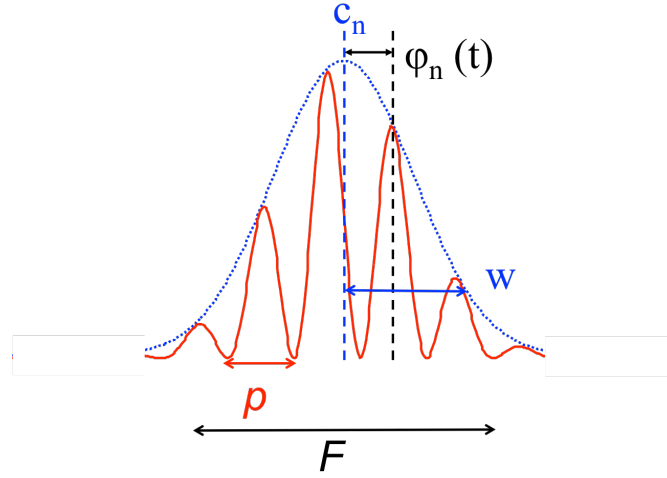


Figure 2-7 : Définition des paramètres d'un interlet S_n .

La Figure 2-7 définit les différents paramètres d'un interlet S_n . On note ainsi c_n le centre de l'interlet, p le pas des franges et w le rayon à $1/e^2$ de l'enveloppe gaussienne de l'interlet. Ces grandeurs sont exprimées en pixels. On note φ_n la phase que l'on souhaite mesurer et qui fixe la position des franges à l'intérieur de l'enveloppe gaussienne. Chaque interlet est échantillonné sur F pixels, qui correspondent à une fenêtre de notre caméra. Sur la Figure 2-7, on n'a pas représenté le problème de la pixellisation induite par la caméra. Ainsi, on notera que le filtrage induit par le pixel n'est pas pris en compte dans notre modèle. Dans un premier temps, nous allons considérer que F est un nombre impair. Dans ce cas, on commence par faire un premier réglage pour que le centre c_n de notre interlet se trouve dans le pixel du centre de la fenêtre. Ce premier découpage est réalisé grossièrement à la main et en se basant sur la périodicité des interlets enregistrés sur la caméra. On verra par la suite comment déterminer c_n avec précision. Notons que la valeur F peut être ajustée afin de modifier la taille de l'interférogramme prélevé. Cet ajustement de F permet de rejeter les bords bruités l'interférogramme.

La valeur $S_n[k]$ du pixel numéro k de l'interlet S_n s'écrit ainsi sans bruit et sans pixellisation :

$$\forall k \in \{0, \dots, F-1\},$$

$$S_n[k] = S^0 \exp\left(-\frac{(k - c_n)^2}{w^2}\right) \left(1 + \cos\left(\frac{2\pi}{p}(k - c_n) + \varphi_n(t)\right)\right) \quad (2-11)$$

Le rayon w de l'enveloppe gaussienne, le pas p des franges et le nombre de pixels F sur l'interlet sont communs à tous les interlets enregistrés sur la caméra et sont fixés pour nos conditions expérimentales.

2.2.2. Mesure de la phase d'un interlet

Intéressons-nous maintenant au calcul de la phase φ_n de chaque interlet S_n . On rappelle que le principe général est de comparer l'interlet enregistré par la caméra avec une bibliothèque de configurations d'interlet possibles.

Calcul de la bibliothèque de phases de référence

On commence donc par calculer une base de référence des différentes phases que l'on souhaite mesurer. On note R_i l'interlet numéro i de notre bibliothèque d'interlets de référence. On note M le nombre d'interlets composant notre bibliothèque. Chaque interlet R_i s'écrit :

$$\forall k \in \{0, \dots, F-1\},$$

$$R_i[k] = \exp\left(-\frac{\left(k - \frac{F-1}{2}\right)^2}{w^2}\right) \left(1 + \cos\left(\frac{2\pi}{p}\left(k - \frac{F-1}{2}\right) + \frac{2\pi}{M}i\right)\right) \quad (2-12)$$

Chaque interlet de référence est ensuite normalisé. On a donc une bibliothèque d'interlets de référence \mathcal{R}_i .

Le nombre M d'interlets de référence dans notre bibliothèque fixe donc le plus petit intervalle de phase mesurable par notre algorithme qui est de $\frac{2\pi}{M}$. Notons que la phase correspondant à l'interlet de référence numéro i dans notre bibliothèque est $\frac{2\pi}{M}i$. On appellera cette variable M la précision de notre algorithme.

Calcul du filtre pour recentrer chaque interlet

Par ailleurs, le centre de chaque interlet de référence est $(F-1)/2$, c'est-à-dire que nos interlets de référence sont centrés au centre de la fenêtre F . Or chaque interlet issu de la caméra est centré sur c_n et non pas au milieu de la fenêtre. Dans le cas d'un grand nombre de pixels par interlet, c'est-à-dire F grand, la différence entre $(F-1)/2$ et c_n a peu d'importance.

Mais dans le cas où le nombre de pixels par fibre diminue, comme on le verra dans le chapitre 5, on constate expérimentalement que cette différence engendre des erreurs de mesure de phase qui vont affecter la qualité de la combinaison cohérente, si elle n'est pas corrigée. La Figure 2-8 présente l'évolution du coefficient de corrélation en fonction de l'erreur de centre réalisé par l'interlet de référence pour différentes phases à mesurer. Cette simulation a été réalisée avec 9 pixels par fibre et 3 pixels par frange. Le signal de l'interlet simulé issu de la caméra n'est pas bruité dans cette simulation. Il est donc important de corriger le décalage et notamment pour les interlets ayant peu de pixels par fibre. On verra par la suite comment sont calculés les centres c_n .

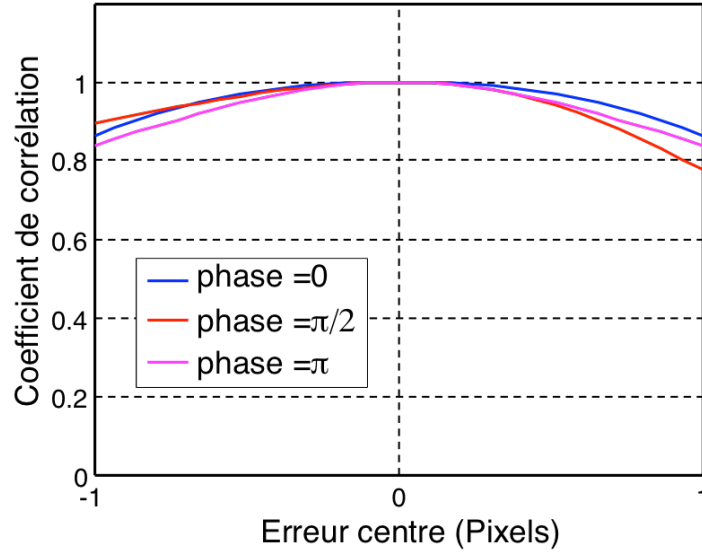


Figure 2-8 : Évolution du coefficient de corrélation entre un interlet sans bruit et un interlet ayant la même phase mais décentré pour différentes valeurs de phase de l'interlet.

Pour recaler l'interlet au centre de la fenêtre F , comme le sont nos interlets de référence, deux solutions s'offrent alors à nous. Une première idée serait de calculer une bibliothèque pour chaque interlet. Cependant, la taille de la mémoire nécessaire serait trop importante. En effet, pour mesurer la phase de N interlets, il faudrait avoir en mémoire $N \times M$ interlets de référence. Une deuxième idée est de ré-échantillonner chaque interlet au centre de la fenêtre. Pour ce faire, on utilise la formule d'interpolation de Whittaker-Schannon [44] :

$$s(t) = \sum_{m=-\infty}^{m=+\infty} s(mT) \operatorname{sinc}\left(\frac{1}{T}(t - mT)\right) \quad (2-13)$$

où T est la période d'échantillonnage du signal s et sinc le sinus cardinal défini comme $\operatorname{sinc}(x) = \frac{\sin(\pi x)}{\pi x}$.

Cette formule est plus intéressante qu'une simple interpolation linéaire, car pour calculer un point du rééchantillonnage, on ne prend pas en compte seulement ses deux voisins les plus proches mais aussi des points plus éloignés. Cette solution d'interpolation est donc plus robuste au bruit. La Figure 2-9 présente le principe de l'interpolation d'un signal échantillonné S_n avec la formule de Whittaker-Schannon de l'équation (2-13). Celui-ci est représenté par les croix rouges. On souhaite calculer une interpolation de ce signal. Calculer cette interpolation revient à sur-échantillonner le signal. Le résultat est présenté en bleu sur la Figure 2-9. Pour cela, on calcule les valeurs d'un sinus cardinal en chaque point échantillonné. L'ensemble des sinus cardinaux est représenté sur la Figure 2-9. La fonction interpolée est la somme des valeurs de tous les sinus cardinaux en un point. En pratique l'interpolation totale ne nous intéresse pas. On souhaite juste calculer les valeurs du signal échantillonné s en $s(nT + \tau)$, où $\tau = c_n$ correspond au « décalage » de notre interlet. Sur la Figure 2-9, les croix noires représentent les valeurs que l'on souhaite calculer en fonction de la valeur de « décentrage » c_n de notre interlet.

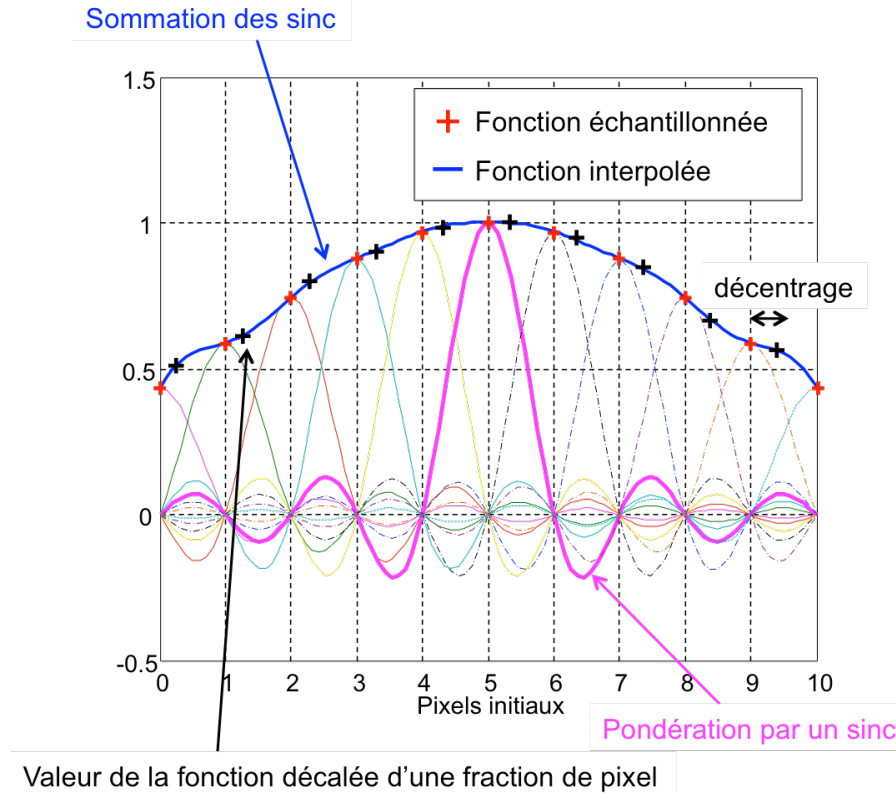


Figure 2-9 : Principe de l'interpolation d'une fonction échantillonnée en utilisant la formule de Whittaker-Shannon. Le nouveau point en noir est calculé en sommant les valeurs de différents sinus cardinaux pondérés par les valeurs de la fonction échantillonnée en rouge.

Plusieurs remarques peuvent être faites sur cette formule. Tout d'abord, on constate qu'au point échantillonné, seule la valeur de ce point compte étant donné que tous les autres sinus cardinaux s'annulent. Par ailleurs, plus un point est éloigné du point d'interpolation calculé, plus son influence est faible. Cette remarque va nous permettre de réduire le nombre de points utilisés pour faire notre interpolation, donc réduire le nombre de calculs et rendre notre algorithme plus rapide. On va donc tronquer les sinus cardinaux et ainsi diminuer le nombre de points utilisés. La Figure 2-10 présente l'influence sur le signal interpolé du nombre de points utilisés pour les sinus cardinaux. On constate que l'on peut réduire le nombre de pixels utilisés pour le calcul d'un point d'interpolation sans modifier significativement le résultat. On définit comme « couple de voisins » deux points situés symétriquement sur le sinus cardinal. On note N_v le nombre de couple de voisins utilisés pour réaliser l'interpolation. On utilise donc au total $2N_v+1$ points pour l'interpolation. Dans le cas de la Figure 2-10, on a fixé $N_v=3$, ce qui correspond à 7 points pour l'interpolation par sinus cardinal tronqué.

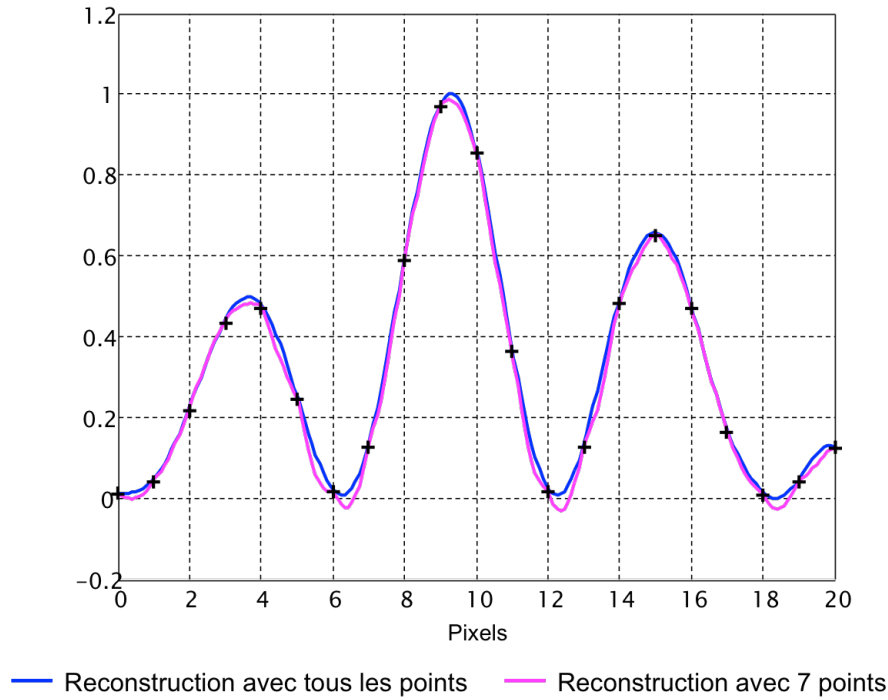


Figure 2-10 : Influence du nombre de points pris en compte dans l'interpolation sur l'erreur de reconstruction du profil échantillonné.

On note S^c le signal de l'interlet issu de la caméra, recentré avec un centre $(F-1)/2$. Cet interlet s'écrit, pour le pixel numéro k :

$$\begin{aligned} S_n^c[k] &= S_n \left(k - \left(\frac{F-1}{2} - c_n \right) \right) \\ &= \sum_{m=N_v}^{m=N_v} S_n[m] \operatorname{sinc} \left(k - m - \left(\frac{F-1}{2} - c_n \right) \right) \end{aligned} \quad (2-14)$$

avec $\operatorname{sinc}(x) = \frac{\sin(\pi x)}{\pi x}$.

Pour chaque pixel, on calcule une somme de $2N_v+1$ éléments pour « recaler » les interlets issus de la caméra au centre de leur fenêtre d'échantillonnage. Pour chaque interlet, on calcule ainsi un filtre de taille $2N_v+1$ comprenant les valeurs du sinus cardinal $\frac{F-1}{2} - c_n$. L'interlet recentré est obtenu en multipliant le signal de l'interlet image avec ce filtre. On a donc dans ce cas seulement N filtres et M interlets de référence en mémoire pour mesurer la phase de N interlets. Cette opération va bruyé les pixels du bord de l'interlet étant donné qu'ils ont moins de voisins que les autres. En pratique, on prendra F suffisamment grand pour que les pixels du bord n'aient pas d'influence majeure sur le résultat. On notera de plus, que comme nos interlets sont assez proches les uns des autres, ces pixels du bord sont le résultat des interférences des fibres entre elles.

Calcul du coefficient de corrélation et recherche du maximum

Une fois l'interlet recentré, on normalise le signal obtenu selon la définition du coefficient de corrélation, pour obtenir \mathcal{S}_n^c . On calcule ensuite le coefficient de corrélation C_i entre notre interlet \mathcal{S}_n^c et chaque interlet \mathcal{R}_i de notre bibliothèque de référence.

$$C_i = \frac{1}{F} \sum_{k=0}^{F-1} \mathcal{S}_n^c[k] \mathcal{R}_i[k] \quad (2-15)$$

Un exemple est présenté sur la Figure 2-11. On obtient ainsi l'évolution du coefficient de corrélation en fonction de la phase testée. L'abscisse du maximum du coefficient de corrélation sur 2π nous donne ainsi la mesure de la phase, comme présenté sur la Figure 2-11. On note i_{max} le numéro de l'interlet ayant le coefficient de corrélation maximal parmi les M interlets de référence calculés. Notre phase mesurée est donc directement $\frac{2\pi}{M} i_{max}$.

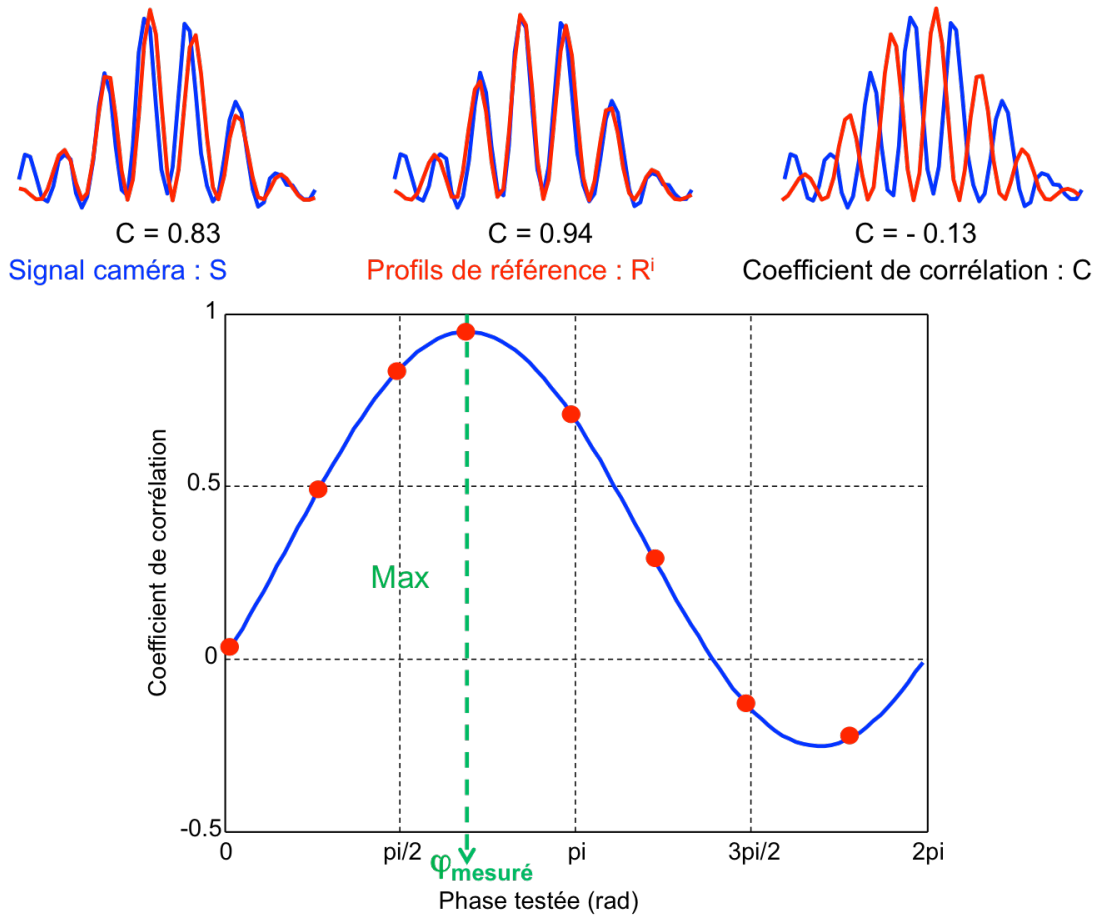


Figure 2-11 : Mesure de la phase par calcul de coefficients de corrélation.

Cet algorithme présente l'avantage de n'avoir que très peu de calculs à faire en temps réel. En effet, tous les interlets de la bibliothèque sont calculés en avance. Par conséquent le calcul de la phase se résume à la multiplication point à point de deux tableaux -celui de l'interlet image et celui de l'interlet de référence- suivie d'une somme. On recherche ensuite un maximum parmi les M valeurs et l'abscisse de ce maximum nous permet de déterminer directement la phase mesurée. Notons aussi que chaque interlet image est traité

indépendamment de son voisin. Cet algorithme d'extraction de la phase est donc hautement parallélisable.

2.2.1. Détermination du centre c_n de l'interlet

Nous allons maintenant détailler la mesure du centre c_n de l'enveloppe gaussienne de l'interlet. Afin de la réaliser, on commence par se « débarrasser » des franges de l'interlet. Pour cela, dans le cas d'une mesure de phase avec référence commune, on supprime le signal lumineux issu de la référence. On enregistre donc uniquement le signal gaussien issu des fibres. Dans le cas d'une mesure auto-référencée de phase, on laisse défiler les franges sur l'interlet et on somme ces différents interlets. Cela revient à augmenter le temps de pose des images sur la caméra. Dans les deux cas, on obtient un interlet S_n^{centre} contenant uniquement une enveloppe gaussienne. Il s'écrit :

$$\begin{aligned} \forall k \in \{0, \dots, F-1\}, \\ S_n^{centre}[k] = S^0 \exp\left(-\frac{(k - c_n)^2}{w^2}\right) \end{aligned} \quad (2-16)$$

On normalise ensuite cet interlet et on obtient ainsi S_n^{centre} . On vient ensuite comparer cet interlet avec une base d'interlets gaussiens de référence G_i préalablement calculés. Ces interlets ont exactement la même enveloppe gaussienne que notre interlet S_n^{centre} ; seul leur centre change. On souhaite avoir une référence de phase précise à $2\pi/M$. On rappelle que p correspond au nombre de pixels par frange. On doit donc avoir une précision de l'estimation de notre centre à une fraction p/M de pixel. Notre interlet est découpé de telle sorte que son centre c_n soit compris entre $\frac{F-1}{2} - \frac{1}{2}$ et $\frac{F-1}{2} + \frac{1}{2}$. On rappelle que ce découpage est réalisé grossièrement à la main. On rappelle aussi que F est impair.

On va donc tester les centres x_i compris entre $\frac{F-1}{2} - \frac{1}{2}$ et $\frac{F-1}{2} + \frac{1}{2}$ et espacés de p/M . Notre base d'interlets gaussiens de référence G_i s'écrit :

$$\begin{aligned} \forall k \in \{0, \dots, F-1\}, \\ \forall x_i \in \left\{\frac{F}{2} - 1, \frac{F}{2} - 1 + \frac{p}{M}, \dots, \frac{F}{2} + 1 - \frac{p}{M}, \frac{F}{2} + 1\right\} \\ G_i[k] = \exp\left(-\frac{(k - x_i)^2}{w^2}\right) \end{aligned} \quad (2-17)$$

On calcule donc une base d'interlets gaussiens de référence avec l'équation (2-17). Puis on normalise cette base au sens du coefficient de corrélation pour obtenir les interlets gaussiens de référence \mathcal{G}_i . On calcule ensuite le coefficient de corrélation entre notre interlet image et chacun des interlets de référence.

Une illustration de cette technique est présentée sur la Figure 2-12. On obtient ainsi la courbe noire de la Figure 2-12. L'abscisse du maximum de corrélation nous permet de déterminer le centre c_n de notre interlet. Cette mesure sera d'autant plus précise que la courbe du coefficient de corrélation sera piquée, c'est-à-dire que le maximum sera clairement identifiable. Pour obtenir une courbe plus piquée, une idée est d'élever au carré l'interlet image issu de la caméra ainsi que les interlets de référence de l'algorithme. On obtient ainsi la

courbe bleue de la Figure 2-12. Expérimentalement, avec la mesure de l'erreur résiduelle de phase entre deux fibres, on constate qu'une meilleure mesure de la phase est possible avec l'élévation au carré. Si on l'élève à une puissance supérieure à deux, le bruit devient trop important et les résultats se dégradent à nouveau. La mesure du centre des interlets ne doit être réalisée qu'une seule fois pour une condition expérimentale donnée de la voie de mesure.

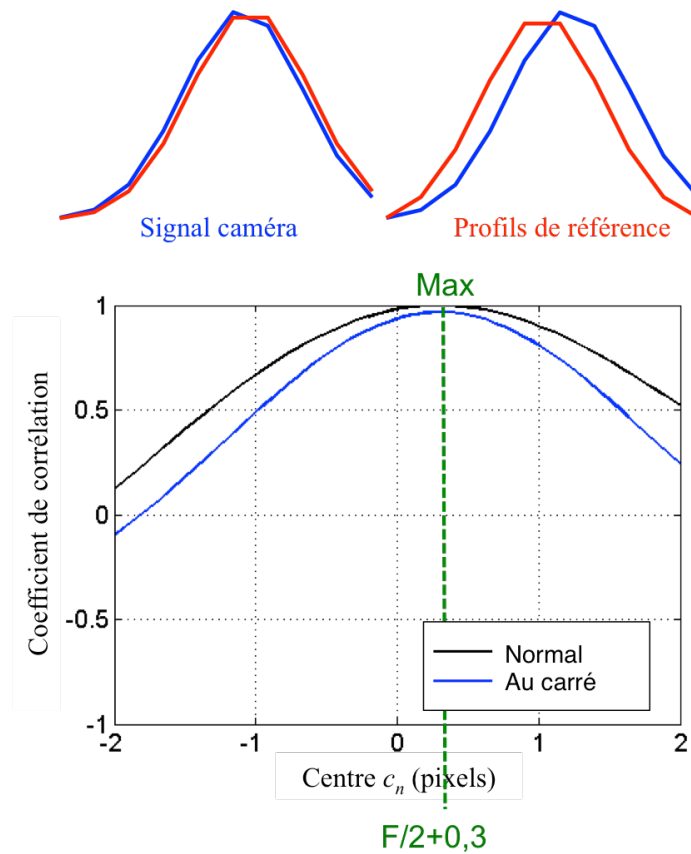


Figure 2-12 : Exemple d'interlets gaussiens de référence, et de calculs du coefficient de corrélation dans le cas normal (en noir) et en mettant l'interlet image et l'interlet gaussien de référence au carré (en bleu).

2.3. Discussion des paramètres

Nous allons maintenant résumer les différents paramètres de notre algorithme. Nous expliquerons ensuite comment chaque paramètre influe sur notre mesure de phase et comment régler ces différents paramètres. Ils seront alors réglés pour minimiser l'erreur résiduelle de phase.

Le Tableau 2-1 rappelle les différents paramètres de l'algorithme de calcul de la phase. On peut distinguer deux catégories : ceux fixés par le montage expérimental de la mesure de la phase et ceux qui sont libres et qui doivent être fixés pour le calcul de la phase. Parmi les paramètres expérimentaux, on trouve le nombre de pixels par fibre. Cette grandeur correspond au nombre moyen de pixels entre deux fibres. La taille de l'interlet et le nombre de pixels par frange sont aussi fixés par le montage expérimental.

2. Extraction de la phase

Tableau 2-1 : Définition des différents paramètres de l'algorithme de calcul de la phase

	Nom du paramètre	Symbole	Relation
Paramètres expérimentaux connus	Nombre de pixels par fibre	N_{fibre}	$N_{fibre} = \frac{2w}{TR}$
	Rayon de l'interlet (pixels)	w	
	Taux de remplissage en champ proche	TR	
	Nombre de pixels par frange	p	
Paramètres de calcul à déterminer	Taille de l'interlet (pixels)	F	$F < N_{fibre}$
	Précision	M	Précision de phase : $2\pi/M$ Précision du centre : p/M
	Nombre de voisins	N_v	$N_v < \frac{F-1}{2}$

Pour calculer la phase de chaque fibre, on extrait un interlet de taille F . Cette taille doit être inférieure au nombre de pixels par fibre. En effet, on ne souhaite avoir l'information de phase que d'un seul interlet. Cependant, il peut être intéressant d'ajuster F afin d'éviter de prendre dans notre interlet des franges ayant peu de signal et donc très bruitées ce qui dégrade notre calcul de phase.

Par ailleurs, pour recentrer chaque interlet image, on a besoin de fixer le paramètre nombre de couples de pixels voisins N_v . On rappelle que ce nombre intervient dans le recentrage de l'interlet comme décrit par l'équation (2-14). N_v dépend de l'emplacement du pixel à l'intérieur de l'interlet. En effet, un pixel situé sur le bord de l'interlet aura moins de voisins potentiels qu'un pixel situé au centre de l'interlet. Expérimentalement, on fixe ce nombre comme étant le nombre maximal de couples de voisins pris en compte.

Le dernier paramètre de l'algorithme est la précision de mesure M que l'on souhaite avoir. En effet, dans certains cas, pour augmenter la rapidité de calcul, il peut être intéressant de diminuer cette précision, voir de l'adapter en fonction du moment de la correction.

Pour ajuster ces différents paramètres, on prendra comme critère l'erreur résiduelle de phase entre deux fibres. En pratique, on a réalisé le montage expérimental présenté au paragraphe 1.1 du chapitre 4. Les paramètres de l'algorithme sont optimisés lorsque l'erreur résiduelle de phase en boucle fermée est la plus faible. Les trois premiers paramètres expérimentaux peuvent se calculer et être directement rentrés dans l'algorithme. Concernant le nombre de pixels par frange des interlets, on peut l'estimer sur un seul interlet. Puis on ajuste pas à pas cette valeur afin de diminuer l'erreur résiduelle de phase. On peut noter que compte tenu du bruit de l'image enregistrée par la caméra, il ne sert à rien de chercher à obtenir expérimentalement une précision sur cette valeur à mieux que $1/5^{\text{ième}}$ de pixel. Il est aussi important de noter que cette valeur ne correspond pas à la meilleure estimation du nombre de pixels par frange pour un interlet image donné mais doit correspondre à la meilleure estimation pour l'ensemble des interlets. En effet, dans le cas d'une mesure de phase interférométrique avec référence commune, l'onde plane servant d'onde de référence peut ne pas être complètement plane. Ainsi le nombre de pixels par frange varie légèrement

entre les interlets du bord et ceux du centre. On a ainsi avoir une différence de 0,1 pixel au maximum entre les différents interlets. Une différence plus importante dégrade significativement la mesure de phase.

On ajuste les paramètres pour le calcul de la phase sur le même critère d'erreur résiduelle de phase, notamment le nombre de voisins. La précision M est généralement fixée à $\lambda/80$, soit $M=80$. Cependant, si on mesure, compte tenu des conditions expérimentales, que la meilleure erreur résiduelle possible est de $\lambda/20$ par exemple, on peut diminuer la précision jusqu'à $\lambda/30$ soit $M=30$ sans observer de changement sur l'erreur résiduelle mesurée.

Le réglage des paramètres de l'algorithme est donc réalisé expérimentalement en fonction de la mesure de l'erreur résiduelle de phase. Cependant, une fois la configuration expérimentale fixée, le réglage reste constant d'un jour à l'autre pour notre matériel de laboratoire.

2.4. Compatibilité avec le temps réel

Les perturbations de phase sur les fibres étant de l'ordre du kHz [23], il faudra donc extraire la phase de tous nos interlets et calculer la correction à appliquer à chaque fibre au kHz. Nous allons donc maintenant vérifier que l'algorithme mis au point est compatible avec le temps réel et évaluer le nombre d'opérations par seconde nécessaires à son exécution.

L'un des avantages de cet algorithme est qu'un certain nombre d'éléments peuvent être calculés avant la fermeture de la boucle de correction. Supposons que N interlets soient enregistrés sur la caméra. On commence par déterminer les centres de chaque interlet. Une fois ces centres déterminés, on calcule pour chaque interlet le filtre permettant de le recaler. Ce filtre est un tableau de taille $2N_v+1$ et on en calcule donc N , on a par conséquent un tableau de taille $(N, 2N_v+1)$ pour les filtres permettant de recentrer. On calcule aussi par avance les interlets de référence qui nous permettront de calculer la phase de chaque fibre. Dans une bibliothèque, on a M tableaux de taille F , M fixant la précision de phase. On a donc une bibliothèque de taille (M, F) . On possède donc deux bibliothèques préenregistrées avant de commencer à calculer les phases de nos fibres : celle des filtres pour recentrer l'interlet et celle comprenant les différentes phases à tester.

Nous allons maintenant détailler les opérations qui doivent être réalisées à chaque cycle. Ce détail va nous permettre d'évaluer grossièrement la rapidité de notre algorithme de mesure de phase. Une opération est généralement définie comme une multiplication suivie d'une somme, qui correspond à une accumulation. Pour chaque interlet, on commence par le recentrer, ce qui nécessite pour chaque pixel $(2N_v+1)$ multiplications et sommes. L'algorithme réalise donc $F(2N_v+1)$ opérations pour recentrer un interlet. Puis, on « normalise » l'interlet. On commence donc par calculer sa moyenne, soit F opérations. Puis on calcule son écart-type, soit encore F opérations environ. Pour calculer la racine carrée de l'écart-type, on compte environ 50 opérations. Puis on normalise ce qui correspond encore à F opérations. Pour normaliser, on réalise donc environ $(3F+50)$ opérations. Enfin, pour calculer un coefficient de corrélation, l'algorithme se résume à F multiplications et opérations. On a M coefficients de corrélation à calculer. On réalise donc FM opérations par interlet. On cherche ensuite le maximum parmi les M coefficients de corrélation. Cette recherche de maximum

coûte aussi environ 50 opérations. En résumé, pour calculer la phase d'un interlet à chaque cycle, on réalise approximativement $F(2N_v+4+M)+100$ opérations.

Supposons que notre interlet ait une taille de 6 pixels, que le nombre de voisins nécessaires soit de 2, et que l'on fixe une précision de $\lambda/30$. On réalise donc 328 opérations par cycle. Afin d'assurer une marge à notre calcul, on considère que notre algorithme réalise 400 opérations par cycle. Si notre mesure de phase se fait à 1kHz, on doit donc réaliser 400 opérations pendant 1ms, on doit donc réaliser 4.10^5 opérations par seconde (ops) par interlet. Dans le cas d'une mesure de phase par interférométrie avec référence commune, chaque interlet enregistré par la caméra correspond à une fibre. Sur un FPGA (Field-Programmable Gate Array) réalisant 5 Gops, ce qui est actuellement disponible sur le marché, on peut donc effectuer la mesure de phase de 12 500 fibres avec une référence commune.

Dans le cas d'une mesure de phase auto-référencée, on enregistre $2N(N-1)$ interlets pour $N \times N$ fibres combinées. Sur le même FPGA réalisant 5 Gops, on peut donc mesurer la phase de 79×79 fibres soit 6 241 fibres. La technique auto-référencée présente donc du point de vue purement rapidité de calcul un désavantage et permet de mesurer moitié moins de fibres que dans la technique de mesure de phase par référence interférométrique. Il faut par ailleurs ajouter les étapes de calculs de reconstruction. La multiplication de matrices comme présentée dans l'équation (2-7) coûte $2N^3(N-1)$ opérations par cycle pour la combinaison cohérente de $N \times N$ fibres, ce qui représente 76Gops. On peut noter que l'optimisation du temps de calcul pour l'étape de reconstruction de la phase n'a pas été réalisée dans cette thèse, contrairement au calcul de la phase de chaque interlet.

L'algorithme développé et basé sur un calcul de corrélations permet donc de calculer la phase de 12 000 fibres sur un seul FPGA, ce qui le rend compatible avec la mise en phase d'un grand nombre de fibres. Sa force réside dans le calcul a priori d'un certain nombre d'interlets de référence. Nous testerons la robustesse de l'algorithme et sa sensibilité au bruit dans le chapitre 5.

3. Vers l'impulsionnel

Nous avons présenté deux techniques de mesure de la phase du faisceau issu de chaque fibre basées sur l'enregistrement d'interférogrammes par une caméra. Ces techniques de mesure étant collectives (toutes les phases des faisceaux issus de chaque fibre sont enregistrées sur une seule image), elles peuvent être considérées comme de bons candidats pour la combinaison cohérente d'un très grand nombre de fibres amplificatrices. Pour certaines applications de physique fondamentale, la combinaison cohérente de plusieurs milliers de fibres dans le régime impulsionnel doit être envisagée [2]. Dans cette configuration, le laser maître est un laser impulsionnel dans le régime femtoseconde. Les impulsions seront étendues temporellement lors de leur propagation dans les fibres atteignant le régime nanoseconde. On va donc regarder la compatibilité des mesures de phase proposées avec la combinaison cohérente d'impulsions femtoseconde étendues.

3.1. Retard et différence de phase

Dans le cas d'un régime impulsionnel, on peut distinguer deux modes de fonctionnement du contrôle de la phase des faisceaux amplifiés : la correction du retard, suivie de la correction du déphasage, présentées sur la Figure 2-13.

On peut les décrire de la manière suivante :

- Dans les premiers instants suivant la fermeture de la boucle du contrôle de la phase, la boucle d'asservissement de la phase fonctionne dans un mode que l'on appellera « régime transitoire ». Pendant cette période, le retard entre les différentes impulsions issues de chaque fibre amplificatrice est beaucoup plus important que λ . Une première étape de la boucle d'asservissement consiste donc à rattraper ce retard important entre les différentes fibres dû notamment aux différences de longueur entre les fibres pour obtenir des interférences.
- Après le régime transitoire, la boucle d'asservissement fonctionne dans un mode dit « régime établi ». Dans ce mode de fonctionnement, les différences de phase entre deux pas de temps de la boucle de rétroaction sur le faisceau issu d'une même fibre sont inférieures à λ .

Une fois le « régime établi » atteint, on peut obtenir des interférences entre les différents faisceaux issus des fibres. Regardons maintenant comment se comporte notre technique de mesure de phase interférométrique avec des impulsions dans le cadre de la correction de phase.

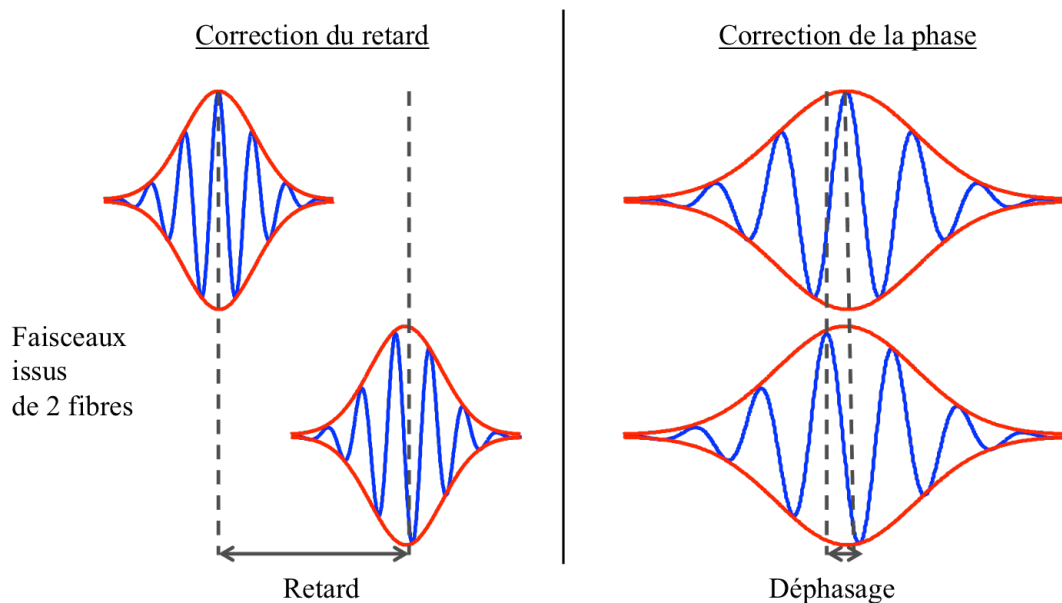


Figure 2-13 : Étapes de la combinaison cohérente en régime impulsionnel. A gauche : Principe de la correction du retard entre deux impulsions. A droite : Principe de la correction de la phase entre deux impulsions.

La Figure 2-14 présente la différence entre un miroir et un réseau pour la déviation d'impulsions brèves. On ne considère qu'une seule longueur d'onde pour commencer. Prenons un exemple. Une impulsion de 100fs donne une galette de 30 μ m d'épaisseur. Cette

impulsion est ensuite étirée temporellement. La mesure de phase sera réalisée sur l'impulsion étirée. Cependant, pour obtenir des interférences il faut que les longueurs d'onde des deux impulsions arrivent ensemble sur la caméra. Dans notre cas, l'étalement temporel d'une longueur d'onde λ_i de l'impulsion est de quelques μm . On appelle une galette, dans cette thèse, cet étalement temporel pour une longueur d'onde. Déviée par le miroir, la galette reste perpendiculaire à la direction de propagation. Dans le cas d'un réseau blazé en réflexion, seul un ordre est diffracté. Notons que plus ce réseau est efficace moins les pertes dues aux autres ordres seront importantes. Cette fois, la direction de propagation est bien modifiée, mais la galette reste parallèle au plan du réseau. L'intensité est donc basculée par rapport à la direction de propagation.

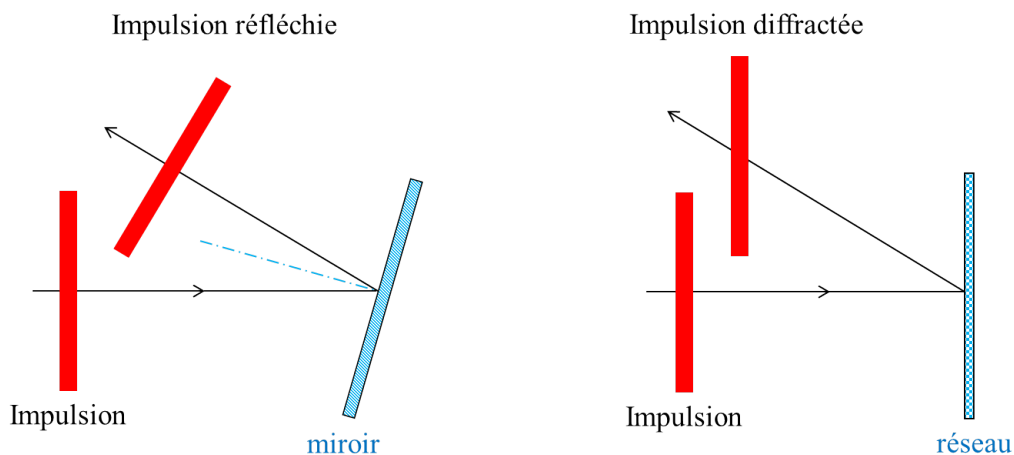


Figure 2-14 : Différence entre un miroir et un réseau pour la déviation des impulsions brèves pour une seule longueur d'onde.

3.2. Mesure interférométrique avec référence commune

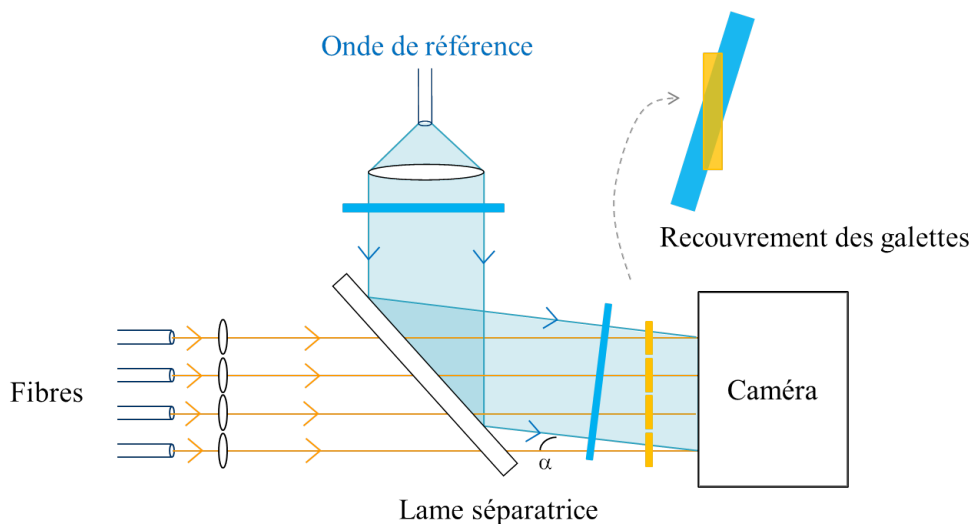


Figure 2-15 : Mesure de phase par technique interférométrique avec référence commune sans utilisation d'un réseau.

Commençons par étudier le cas d'une mesure interférométrique avec référence commune. La Figure 2-15 donne le schéma de montage de la mesure interférométrique avec référence commune présentée précédemment au paragraphe 1.1 de ce chapitre dans le cas impulsionnel. Cette inclinaison va faire basculer la galette de ce faisceau, en bleu sur le schéma. Elle empêche ainsi le bon recouvrement spatial de l'onde de référence avec les faisceaux issus des fibres, en jaune sur le schéma. Certains interlets ne vont donc plus exister et d'autres vont avoir un mauvais contraste.

En régime impulsionnel, hormis les aspects de synchronisation temporelle, on observe aussi un élargissement spectral autour de la longueur d'onde centrale du laser. Or, le pas p des franges de chaque interlet s'écrit $p = \frac{\lambda}{\sin \alpha}$, comme vu précédemment. Ce pas dépend donc de la longueur d'onde. Or une impulsion courte a une largeur spectrale non négligeable. Dans le montage actuel, on aura donc un brouillage des franges correspondant aux différentes longueurs d'onde. Ce brouillage est variable dans le champ et ira jusqu'à la suppression de la modulation pour certaines zones.

Une solution pour pallier ces problèmes est d'ajouter un réseau sur le chemin de l'onde de référence comme présenté sur la Figure 2-16. Ce réseau va permettre de redresser la galette de l'onde de référence afin que la totalité de l'impulsion issue de chaque fibre interfère entièrement avec l'onde de référence. Il permettra aussi de diffracter chromatiquement les impulsions et ainsi d'obtenir un pas de franges constant pour toutes les longueurs d'onde de l'impulsion.

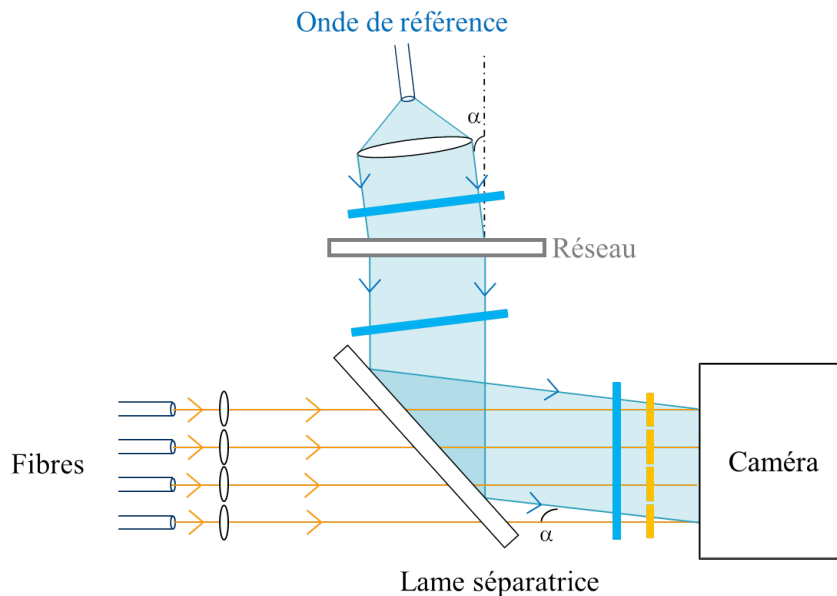


Figure 2-16 : Mesure de phase par technique interférométrique avec référence commune dans le cas d'un régime impulsionnel.

3.3. Mesure interférométrique auto-référencée

Pour une mesure interférométrique auto-référencée, l'utilisation du réseau à décalage quadrilatéral assure que les galettes de chaque faisceau vont bien interférer entre elles. Le pas

p des franges des interlets s'écrit $p = \frac{\Lambda}{2}$, où Λ est le pas du réseau et ceci quelle que soit la longueur d'onde. Cette technique est donc achromatique. Aucun changement pour la mesure de phase interférométrique auto-référencée n'est donc nécessaire entre le cas continu et le cas impulsionnel. Cette méthode présente donc l'avantage d'être directement transposable au régime impulsionnel pour la mesure de la correction de phase.

4. Conclusion

Nous avons développé dans ce chapitre une mesure de phase basée sur une technique interférométrique. Le principe de cette mesure de phase repose sur l'enregistrement, par une caméra, d'interférences réalisées à l'aide du faisceau issu des fibres. Cette technique présente l'avantage d'être collective, les phases des faisceaux issus de toutes les fibres sont enregistrées en une seule image, et de différencier les faisceaux entre eux. On peut donc connaître la phase de chaque fibre en une seule mesure. Une correction exacte peut donc être appliquée directement après la mesure sans itérations de corrections successives, comme cela est le cas dans certaines techniques de combinaison cohérente. On distingue ensuite deux grandes sous-catégories de mesure : les interférences réalisées avec l'utilisation d'une onde plane de référence commune et les interférences réalisées entre les faisceaux que nous appellerons mesure auto-référencée. On a montré que ces deux techniques de mesure de phase peuvent être utilisées dans le cas de signaux continus ou impulsionnels. La première technique présente l'avantage de mesurer directement la phase du faisceau issu de chaque fibre avec un seul interférogramme. Cependant, cette technique nécessite la création d'une onde plane la plus parfaite possible qui recouvre toute la superficie du capteur de la caméra. La deuxième technique évite la création d'une onde plane en utilisant un réseau permettant de faire interférer entre eux les différents faisceaux issus des fibres. Cependant, on ne mesure pas directement la phase du faisceau issu de chaque fibre mais leur déphasage entre eux. Une étape de reconstruction est donc nécessaire, ce qui peut être coûteux en temps de calcul. Cette étape permet cependant de robustifier la mesure de phase. En effet, l'information de la phase du faisceau issu de chaque fibre est redondante.

Dans un deuxième temps, nous avons mis au point un algorithme de traitement du signal permettant d'extraire la phase de chaque interlet. Cet algorithme est basé sur le calcul de coefficients de corrélation. L'idée maîtresse de cet algorithme est le fait que beaucoup de paramètres décrivant un interlet sont connus a priori. On peut notamment citer le diamètre à $1/e^2$ de son enveloppe gaussienne, sa taille ou encore le pas des franges de l'interférogramme. On va donc comparer notre interlet image enregistré par la caméra avec une bibliothèque d'interlets de référence ayant les mêmes caractéristiques que notre interlet image mais une phase différente. La phase de l'interlet de référence « ressemblant » le plus, au sens du coefficient de corrélation, à notre interlet image sera la phase mesurée. Nous avons montré que cet algorithme nécessite peu d'opérations par seconde pour calculer la phase de chaque interlet. Il est donc compatible avec la mise en phase d'un très grand nombre de fibres ainsi qu'avec le traitement rapide des images issues de la caméra.

Nous allons maintenant détailler deux schémas de combinaison cohérente différents mais qui utilisent tous les deux une technique interférométrique de mesure de phase. Le premier montage que nous détaillerons présente l'avantage de ne pas nécessiter de calcul de phase. En effet, les interférences enregistrées par la caméra peuvent être utilisées directement pour la correction. Mais nous verrons que pour tester les limites de cette technique nous pourrions ponctuellement utiliser le calcul de la phase développé ici. Le deuxième montage nécessite moins d'alignements en espace libre que le premier montage mais l'extraction numérique de la phase du faisceau issu de chaque fibre est nécessaire. Ce deuxième montage va ainsi nous permettre de tester expérimentalement les limites de notre algorithme et notamment le réglage des différents paramètres décrits dans ce chapitre.

3. Combinaison cohérente par holographie numérique

Cette partie présente la combinaison cohérente de fibres par holographie numérique. L'erreur de phase de chaque fibre est mesurée par une technique interférométrique avec référence commune afin d'appliquer une correction collective à l'aide d'un réseau de phase dynamique différent localement pour chaque fibre.

Nous présenterons tout d'abord le principe de l'holographie numérique et son application à la combinaison cohérente. Puis nous présenterons les résultats expérimentaux obtenus avec la combinaison cohérente de trois fibres passives. Enfin, nous évaluerons les limites de cette technique et ses améliorations potentielles.

1. Principe de l'holographie numérique pour la combinaison cohérente

1.1. L'holographie numérique

Le principe de l'holographie a été découvert par Dennis Gabor en 1948 à Rugby en Angleterre [45]. Ce concept n'a cependant connu son véritable essor qu'à partir de 1962 avec l'avènement du laser. En effet, grâce à sa grande cohérence, le laser permet notamment l'obtention de figures d'interférence stables. Le processus d'holographie se déroule en deux temps : l'écriture et la lecture, illustrées sur la Figure 3-1. On enregistre d'abord une figure d'interférence entre deux faisceaux. Puis on vient relire le réseau écrit avec un troisième faisceau. L'enregistrement de l'hologramme peut être réalisé traditionnellement sur une plaque photosensible ou sur un support photo-réfractif par exemple.

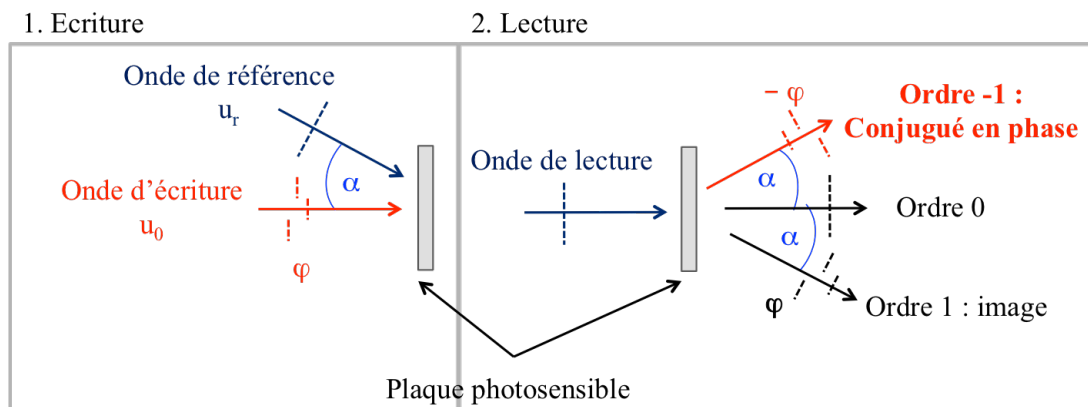


Figure 3-1: Principe de l'holographie.

Pour enregistrer un hologramme, il faut d'abord coder sur un support la phase et l'amplitude du signal lumineux du faisceau d'écriture. Pour cela, on fait interférer deux faisceaux cohérents sur un support photosensible. Le premier faisceau, appelé onde de

référence (u_r) est une onde plane inclinée d'un angle α par rapport au plan d'incidence du support photosensible. Le second faisceau, appelé faisceau d'écriture (u_0), comprend l'information en phase et en amplitude de l'objet à enregistrer. Le faisceau d'écriture est normal au plan d'incidence du support photosensible. La figure d'interférence ainsi obtenue contient les informations d'amplitude et de phase du faisceau d'écriture issu de l'objet. L'intensité I enregistrée s'écrit :

$$\begin{aligned} I &= |u_r + u_0|^2 \\ &= |u_r|^2 + |u_0|^2 + 2\Gamma(u_r^*u_0 + u_ru_0^*) \end{aligned} \quad (3-1)$$

avec Γ la cohérence mutuelle des deux ondes et $*$, le complexe conjugué de chaque onde.

Après le développement d'une plaque photosensible par exemple, on va venir relire cet hologramme avec une onde de référence. Cette onde est appelée faisceau de lecture. Le faisceau de lecture est incliné du même angle α que le faisceau de référence utilisé pour l'écriture de l'hologramme. L'interférogramme écrit va moduler l'onde de lecture. L'onde diffractée (u_d) se compose alors de trois ordres principaux. Elle peut s'écrire dans le cas d'un hologramme modulant en intensité sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} u_d &\propto u_r I \\ &\propto u_r(|u_r|^2 + |u_0|^2) + \Gamma|u_r|^2 u_0 + \Gamma u_r^2 u_0^* \end{aligned} \quad (3-2)$$

Un premier ordre, l'ordre 0, correspond à la restitution du faisceau de lecture sans changement de phase et d'amplitude. Les deux autres ordres, l'ordre 1 et l'ordre -1, contiennent toutes les informations de phase et d'amplitude du signal enregistré. Le second terme, l'ordre 1, contient les mêmes informations en phase et en amplitude que le faisceau d'écriture. Le troisième terme, l'ordre -1, contient l'information conjuguée en phase du signal. L'holographie numérique est la numérisation de l'holographie traditionnelle.

L'idée d'holographie numérique a été pour la première fois en 1967 par J.W Goodman et R.W Lawrence [46]. L'enregistrement de l'hologramme était encore réalisé sur une plaque photographique, mais l'hologramme était échantillonné de manière numérique afin de reconstruire le front d'onde du faisceau d'écriture numériquement. La première holographie numérique avec un enregistrement et une reconstruction numérique a été réalisée par l'équipe de O. Coquoz [47] puis par U. Schnars et W. Jüptner en 1994 grâce à l'introduction d'une caméra CCD pour l'enregistrement [48]. Depuis cette date, l'holographie numérique et la reconstruction de front d'onde est une technique utilisée pour la réalisation de mesure sans contact avec reconstruction numérique d'images dans le domaine de la biologie, du contrôle industriel et de l'analyse d'écoulements [49] [50] [51] [52]. Par ailleurs, l'holographie numérique tend à s'imposer pour des applications classiques d'holographie malgré une résolution spatiale limitée par la taille des pixels des composants. En effet, depuis l'apparition des premiers afficheurs à cristaux liquides, l'hologramme numérique peut être transféré vers un modulateur spatial de lumière (Spatial Light Modulator – SLM). Celui-ci joue le rôle de la plaque photographique après développement. L'holographie numérique a ainsi pu se développer grâce aux progrès dans le domaine des caméras numériques ainsi que des SLMs.

Cette association caméra et SLM présente un certain nombre d'avantages. Tout d'abord, elle garantit la possibilité de numériser, stocker et afficher un hologramme sans processus de développement long. Ceci permet donc d'envisager une écriture puis lecture de l'hologramme en temps réel. De plus, l'hologramme, sous forme de fichier numérique, peut être facilement traité, ouvrant la voie à certaines applications. On peut notamment citer la rectification de l'alignement de l'image sur la cible en ajoutant une phase linéaire sur l'hologramme ou encore l'augmentation de l'efficacité de l'hologramme par modification de son contraste [48].

Nous allons maintenant expliquer comment l'holographie numérique peut être adaptée à la correction de la phase dans le but de réaliser une combinaison cohérente de fibres amplificatrices.

1.2. Etude théorique de l'holographie numérique

Dans cette partie, les calculs théoriques permettant l'écriture et la lecture de l'hologramme seront détaillés. Cette étude nous permettra de déterminer les paramètres physiques de notre expérience. On peut notamment citer les angles des ordres de diffraction de notre hologramme ou encore l'efficacité de diffraction.

1.2.1. Calcul de l'acquisition de l'hologramme

Pour modéliser l'enregistrement de l'hologramme, on considère la Figure 3-2. Le principe de l'enregistrement d'un hologramme sur une caméra est une mesure de phase interférométrique telle que décrite au chapitre 2.

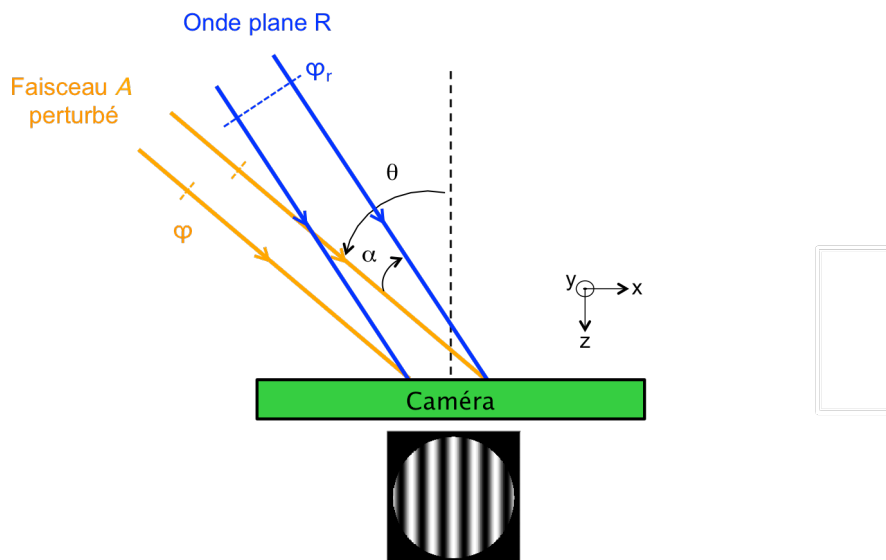


Figure 3-2 : Schéma de principe de l'enregistrement d'un hologramme sur une caméra.

Le faisceau d'écriture, d'amplitude A , dont on souhaite enregistrer les informations de phase φ , est collimaté par une lentille de rayon w . On considère dans un premier temps que le faisceau d'écriture est une onde plane parfaite tronquée par la taille w de la lentille de

collimation. Le faisceau d'écriture interfère avec une onde plane d'amplitude R de phase φ_r . Cette onde plane est par la suite appelée onde plane de référence et est inclinée d'un angle α par rapport au faisceau d'écriture. On néglige dans un premier temps, la répartition gaussienne de l'amplitude. On fait aussi l'hypothèse que l'angle α est petit. On note θ l'angle d'incidence du faisceau d'écriture. L'intensité I enregistrée par la caméra dans le plan (x,y) s'écrit sous la forme:

$$\begin{aligned} I(x,y) &= |A(x,y) + R(x,y)|^2 \\ &= I_0 \left(1 + m \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda} x \alpha \cos \theta + (\varphi_r - \varphi) \right) \right) disc(r) \end{aligned} \quad (3-3)$$

avec $disc(r) = 1$ si $|r| < w$ et $disc(r) = 0$ sinon, où $r = \sqrt{x^2 + y^2}$, $I_0 = A^2 + R^2$ et $m = \frac{2AR}{A^2 + R^2}$. On peut noter que m correspond au contraste des franges interférométriques et I_0 à la valeur moyenne de l'intensité enregistrée par la caméra. Par la suite, on n'écrira plus la fonction $disc(r)$ pour simplifier les équations.

La figure d'interférence obtenue est un disque qui contient une série de franges rectilignes de période $\frac{\lambda}{\alpha \cos \theta}$. Le positionnement relatif de ces franges entre les différents interférogrammes dépend uniquement des phases φ . On effectue donc une mesure interférométrique de phase.

Dans le cadre de l'holographie numérique, l'interférogramme est enregistré sur une caméra. Les pixels de cette caméra réalisent donc un échantillonnage de l'interférogramme. D'après le théorème de Shannon, un minimum de deux pixels par frange est nécessaire pour conserver l'information de phase lors de l'échantillonnage. Un enregistrement holographique sans perte d'information impose donc un minimum de deux pixels par frange et d'un minimum d'une frange.

1.2.2. Lecture de l'hologramme

Après acquisition de la figure d'interférence contenant l'information du déphasage entre les différentes fibres par la caméra, le signal de la caméra est transféré à un modulateur spatial de lumière (SLM) pour la création de l'hologramme permettant de récupérer l'onde conjuguée en phase du faisceau issu des fibres. On considère un SLM en phase pure, c'est-à-dire que l'image issue de la caméra est transformée en réseau de phase sur le SLM. Dans notre application expérimentale, notre SLM est en réflexion. Le principe en transmission reste le même à des changements de signe près. Ce calcul nous permet de nous assurer de l'emplacement des différents ordres diffractés par le réseau. On considère dans un premier temps que les tailles des pixels de la caméra et de ceux du SLM correspondent parfaitement.

On note ϕ la différence entre le maximum et le minimum de la phase affichée par le SLM. ϕ s'écrit $\phi = \gamma I_0 m$, où γ est un paramètre de conversion du SLM. On rappelle que m correspond au contraste des franges interférométriques et I_0 à la valeur moyenne de l'interférogramme. Par exemple, si on considère un réseau sinusoïdal compris entre 0 et I_{max} , on a alors un contraste sur le réseau $\phi = 0,5 * I_{max}$ pour $\gamma = 1$.

La transmission t_n du réseau correspondant à la fibre n inscrit sur le SLM s'écrit sous la forme suivante :

$$\begin{aligned}
 t_n(x, y) &= \exp(i \gamma I_n(x, y)) \\
 &\propto \exp(i \phi_n \cos(A(x, y))) \\
 &\propto J_0(\phi_n) + iJ_1(\phi_n)[\exp(iA(x, y)) + \exp(-iA(x, y))] \\
 &\quad + \text{termes supérieurs}
 \end{aligned} \tag{3-4}$$

avec $A = \frac{2\pi}{\lambda} \alpha x \cos\theta + (\varphi_r - \varphi_n)$ et J_0 et J_1 sont respectivement les fonctions de Bessel de la première espèce d'ordres 0 et 1.

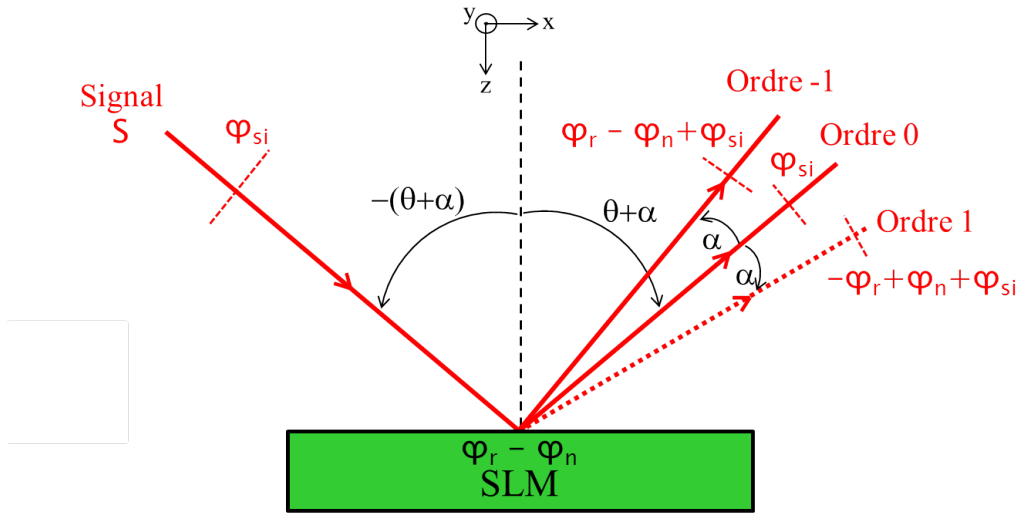


Figure 3-3 : Schéma de principe de la lecture d'un hologramme sur un SLM en réflexion.

On éclaire l'hologramme écrit sur le SLM avec une onde plane S ayant une phase φ_{si} . L'onde plane S arrive inclinée de $\theta + \alpha$. On s'intéresse dans ce cas précis aux ordres diffractés par le réseau en phase pour un SLM fonctionnant en réflexion. On note S_n^{out} l'intensité du faisceau après le SLM.

$$\begin{aligned}
 S_n^{out}(x, y) &\propto \exp\left(i\left(-\frac{2\pi}{\lambda} x \sin(\alpha + \theta) + \varphi_{si}\right)\right) t_n(x, y) \\
 &\propto S_n^0(\phi_n) + S_n^{-1}(\phi_n, \varphi_n) + S_n^1(\phi_n, \varphi_n) \\
 &\quad + \text{termes supérieurs}
 \end{aligned} \tag{3-5}$$

$$\begin{aligned}
 \text{avec} \quad S_n^0(\phi_n) &= J_0(\phi_n) \exp i\left(-\frac{2\pi}{\lambda} x \sin(\alpha + \theta) + \varphi_{si}\right) \\
 S_n^{-1}(\phi_n, \varphi_n) &= iJ_1(\phi_n) \exp i\left(-\frac{2\pi}{\lambda} x \sin(\theta) + \varphi_{si} + \varphi_r - \varphi_n\right) \\
 S_n^1(\phi_n, \varphi_n) &= iJ_1(\phi_n) \exp i\left(-\frac{2\pi}{\lambda} x \sin(2\alpha + \theta) + \varphi_{si} - \varphi_r + \varphi_n\right)
 \end{aligned}$$

L'éclairage du SLM par une phase plane génère principalement trois ordres diffractés, dont les emplacements sont représentés sur la Figure 3-3. Des ordres supérieurs existent mais leur efficacité de diffraction est négligeable. On note -1 l'ordre conjugué de phase $-\varphi_n$ avec

les faisceaux issus des fibres. L'ordre -1 est diffracté dans l'angle θ pour une onde incidente à $\theta + \alpha$ et un réseau de diffraction de pas $\frac{2\pi}{\lambda} \alpha \cos \theta$.

Le rendement de diffraction en intensité η_n de l'ordre n est donné par :

$$\eta_n = J_{|n|}(\phi)^2 \quad (3-6)$$

Pour maximiser l'ordre -1, il faut maximiser la fonction de Bessel J_1 . Cette condition est atteinte pour $\phi = 1,84 \text{ rad}$ avec une valeur de 33,8%. La Figure 3-4 présente l'efficacité de diffraction des ordres d'un réseau de phase sinusoïdal en fonction de son amplitude maximale.

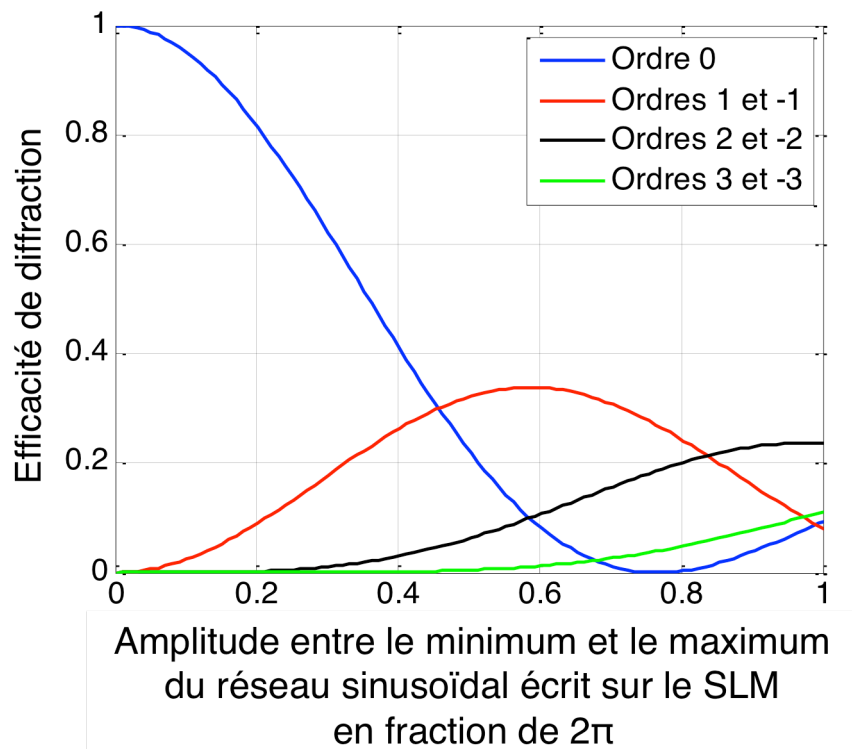


Figure 3-4 : Efficacité des ordres de diffraction pour un réseau sinusoïdal en phase en fonction de l'amplitude entre le minimum et le maximum du réseau sinusoïdal inscrit.

1.2.3. Augmentation de l'efficacité de diffraction

On a vu que l'efficacité de diffraction d'un réseau sinusoïdal infini est donnée par les fonctions de Bessel. En pratique, le faisceau d'écriture possède une enveloppe gaussienne. Cette enveloppe gaussienne fait chuter l'efficacité de diffraction de l'hologramme de 34% à 14% [6].

Pour augmenter l'efficacité de diffraction dans l'ordre -1, on peut augmenter le contraste de l'image. Pour cela, on ajoute un algorithme entre l'enregistrement par la caméra et son affichage sur le SLM. Ce traitement d'image permet de saturer l'image de la caméra et d'effectuer un seuillage, comme présenté sur la Figure 3-5. On constate qu'à partir d'un réseau sinusoïdal, on peut obtenir un réseau carré sans nécessiter beaucoup de calculs. La théorie [53] montre une efficacité théorique de 40,5% sur les ordres ± 1 pour une transmission

créneau avec $\phi=\pi/2$. En réduisant le nombre de niveaux de gris utilisés, l'affichage du SLM nécessite d'être codé sur moins de bits. On peut donc augmenter sa vitesse d'écriture. En extrapolant cette méthode, il est possible d'utiliser des composants SLM binaires comme des MEMS ou des cristaux liquides ferroélectriques pour réaliser le réseau de phase. Nous verrons les limites de l'utilisation d'un réseau carré pour un faible nombre de pixels par frange au paragraphe 3.2 du chapitre 5.

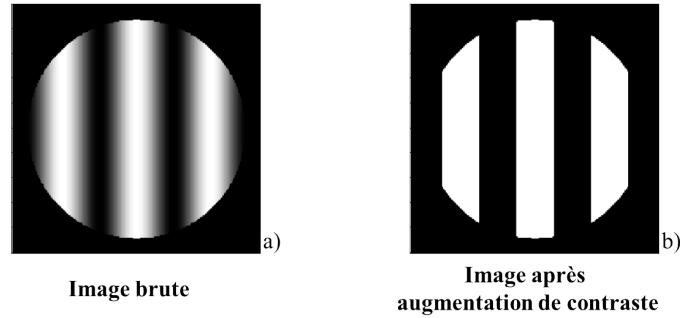


Figure 3-5 : Augmentation de contraste de l'interférogramme d'une fibre. a) Image avant traitement. b) Image après augmentation de contraste.

1.3. Application à la combinaison cohérente

Nous allons maintenant appliquer l'holographie numérique à la combinaison cohérente. L'idée de base de cette technique est de compenser les erreurs de phase induites par les fibres amplificatrices en utilisant l'ordre -1 de diffraction, conjugué en phase, d'un hologramme numérique.

Pour assurer une bonne combinaison en champ lointain de nos fibres amplificatrices, celles-ci sont collimatées et placées dans une matrice. Pour permettre l'injection de ces fibres, elles sont aussi collimatées et positionnées dans une matrice en entrée de l'amplification. On considère ici la combinaison cohérente de N fibres.

Une onde plane, appelée sonde, est utilisée pour être injectée dans les N fibres et va nous permettre de mesurer les erreurs de phases φ_n induites lors de sa propagation dans les fibres. La phase du faisceau sonde avant injection dans les fibres est notée φ_{so} . Pour mesurer les erreurs de phase, le faisceau sonde issu de chaque fibre interfère avec une onde plane de référence commune. La phase de cette onde de référence est notée φ_r . On enregistre alors les N interférogrammes résultants sur une caméra. On se retrouve donc exactement dans le cas d'une mesure de phase interférométrique avec référence commune (paragraphe 1.1 chapitre 2). La position des franges de chaque interférogramme n est fixée par la différence $(\varphi_{so} + \varphi_n - \varphi_r)$. Elle dépend ainsi des perturbations de chaque fibre.

Dans un deuxième temps, on vient relire ces N interférogrammes suivant le principe de l'holographie numérique avec une onde plane appelée signal, commune à toutes les fibres. On note φ_{si} la phase du faisceau signal avant relecture de l'hologramme. Sur l'ordre -1, en sortie de l'hologramme, l'onde injectée dans chaque fibre correspond à $(\varphi_{si} - \varphi_{so} - \varphi_n + \varphi_r)$. Après propagation dans les fibres, le faisceau signal issu de chaque fibre a donc une

phase ($\varphi_{si}-\varphi_{so}+\varphi_r$). Cette phase est identique pour les N fibres de la matrice de fibres. On a donc corrigé les erreurs de phase entre les fibres grâce à l'holographie numérique.

Résumons maintenant le principe général du contrôle de la phase par holographie numérique dans la théorie des systèmes bouclés. On note $1/T_e$ la fréquence de rafraîchissement de l'hologramme par le SLM. Le faisceau sonde mesure les perturbations de phase notées $\varphi_n(t)$ de chaque fibre n à chaque instant kT_e . Le SLM applique alors une correction sur le faisceau signal de $-\varphi_n(kT_e)$. La phase du faisceau en sortie de chaque fibre n , notée $\varphi_{sortie}^n(t)$, est alors corrigée en phase. La Figure 3-6 résume ce principe. On remarque que, dans ce cas, le contrôle de la phase se fait à l'aide d'une boucle par anticipation (feedforward) et non d'une boucle de rétroaction (feedback) comme pour le contrôle actif de la phase dans le chapitre 4 [54]. Dans une boucle par anticipation, les problèmes de convergence et de stabilité de la correction ne se posent pas, contrairement aux boucles de rétroaction. Cependant, cette technique d'asservissement nécessite une connaissance a priori des perturbations attendues sur le système à corriger. En effet, on ne mesure jamais la sortie effective du système. On ne peut donc jamais s'assurer que la correction appliquée ne présente pas d'erreurs et intégrer ces erreurs dans la correction. Cette intégration des erreurs de correction est notamment le cas dans un contrôle de type boucle de rétroaction où l'on mesure directement la sortie du système. La boucle par anticipation ne comporte donc pas d'effet mémoire des événements antérieurs. Dans le cas de l'holographie numérique, c'est l'alignement optique qui assure la bonne application de la correction en amont du système.

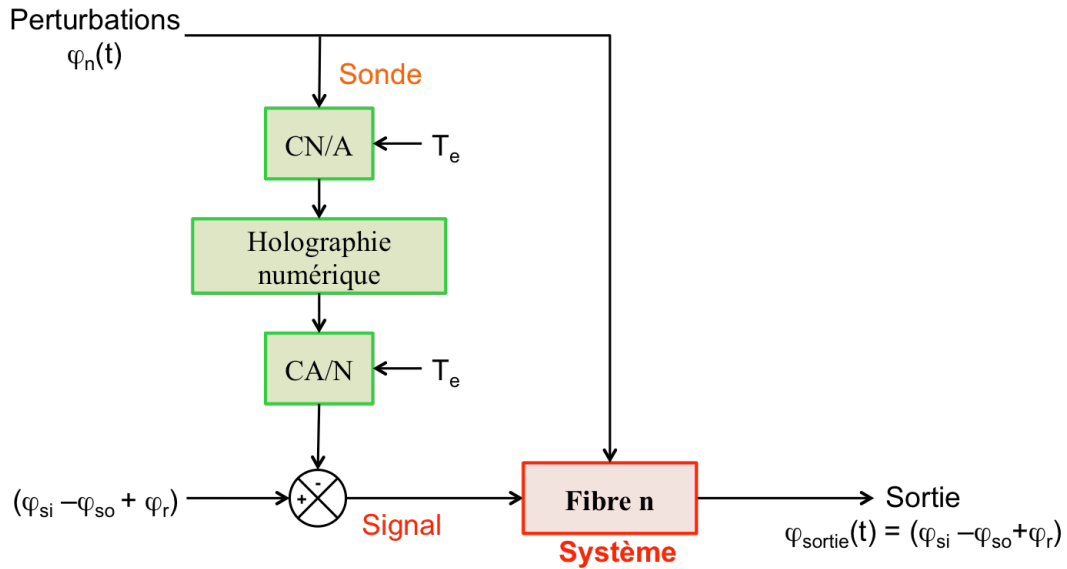


Figure 3-6 : Schéma de la boucle par anticipation du contrôle de la phase de la fibre n par holographie numérique co-propagative. . CA/N est un Convertisseur Analogique Numérique qui échantillonne à $1/T_e$ et CN/A est un Convertisseur Numérique Analogique qui échantillonne à $1/T_e$.

Un précédent montage de combinaison cohérente par holographie numérique avait été réalisé à Thales Research & Technology [55]. Dans ce montage, le faisceau sonde servant à la mesure des différences de phase entre les différents canaux de fibres et le faisceau signal

corrigé en phase étaient contra-propagatifs. Or dans le cadre de l'application de la combinaison cohérente pour l'obtention de sources très intenses, plusieurs étages d'amplification par canaux doivent être envisagés. Chaque canal pourra ainsi posséder deux à trois étages d'amplification. Chaque étage est alors séparé de ses voisins par un isolateur. La présence de ces isolateurs empêche la contra-propagation du faisceau sonde et du faisceau signal, d'où l'intérêt de développer un nouveau schéma de la combinaison cohérente par holographie numérique permettant la co-propagation du faisceau sonde et du faisceau signal.

2. Réalisation expérimentale

Le but de ce paragraphe est de présenter la validation expérimentale du concept de combinaison cohérente par holographie numérique. Cette validation de concept est réalisée avec trois fibres passives à maintien de polarisation à $1,55\mu\text{m}$. Cette première expérience constitue une étape nécessaire avant l'application de la méthode à un grand nombre de fibres amplificatrices.

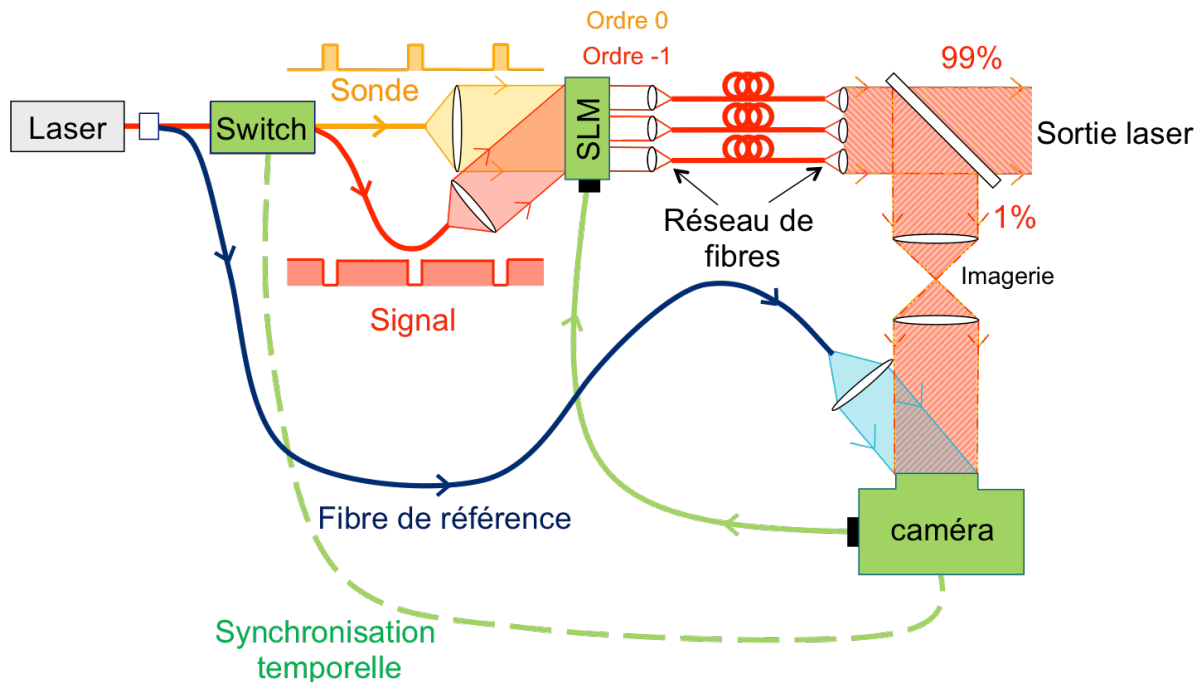


Figure 3-7 : Schéma de principe de la combinaison cohérente par holographie numérique co-propagative. Le faisceau sonde et le faisceau signal de chaque fibre combinée sont injectés ensemble en entrée du réseau de fibre. En sortie, une partie de ces faisceaux est prélevée et imagée sur une caméra. Des interférences sont créées à l'aide d'une onde de référence en bleue. Le réseau ainsi obtenu est transféré au SLM. L'ordre -1 du SLM est ensuite relu par le faisceau signal pour corriger les perturbations de phase. Le faisceau sonde et le faisceau signal étant co-propagatif, ils sont séparés temporellement par un interrupteur optique (switch). L'ouverture de la caméra est synchronisée avec cet interrupteur pour ne regarder que le faisceau sonde.

Pour ce faire, nous avons réalisé le montage décrit sur la Figure 3-7. Notons que pour une meilleure compréhension, le SLM est représenté en transmission. Le principe reste le

même pour un SLM en réflexion. Nous allons maintenant décrire progressivement ce montage, fonction par fonction.

2.1. La matrice de fibres

L'oscillateur maître est un laser fibré émettant à $1,55\mu\text{m}$. Un coupleur est placé en sortie de ce laser afin de récupérer une onde de référence qui nous servira par la suite à écrire l'hologramme sur la caméra. L'autre faisceau issu du coupleur est ensuite amplifié jusqu'à 60mW. Il servira à injecter nos trois fibres passives. Les fibres utilisées ici sont des fibres commerciales monomodes à maintien de polarisation de type PANDA.

Comme expliqué au paragraphe 3 du chapitre 1, l'efficacité de la combinaison cohérente de fibres amplificatrices est conditionnée par l'agencement des faisceaux à combiner en sortie du laser. Pour ce faire, nos trois fibres doivent remplir des conditions sur leur position et leur collimation. Dans le cas de la combinaison cohérente, le positionnement des fibres en sortie du laser conditionne le positionnement des fibres à l'injection. En effet, lors du transfert de l'interférogramme au modulateur spatial de lumière (SLM), un pixel de la caméra correspond à un pixel du SLM. On peut avoir des pixels de tailles équivalentes et dans ce cas, les matrices de fibres aux deux extrémités des fibres amplificatrices sont identiques. Sinon, un facteur de grandissement entre les deux extrémités doit être pris en compte, correspondant au ratio de la taille des pixels de la caméra par celle des pixels du SLM.

Dans notre cas, on possédait déjà deux matrices de microlentilles de 5,77mm de longueur focale. Le pas de ces microlentilles est de 1,5mm à $1\mu\text{m}$ près. On a donc commandé deux V-grooves¹ de pas 1,5mm de $5\mu\text{m}$ de précision. Les trois fibres ont été placées à leurs deux extrémités en ligne dans les deux V-grooves. Le taux de remplissage linéaire des faisceaux collimatés issus des fibres est de 70%. On a mesuré expérimentalement une précision du toron de fibres, c'est-à-dire l'ensemble matrice de fibres et lentille de collimation, de mieux que 0,3mrad, ce qui est satisfaisant pour la combinaison cohérente [56].

2.2. Ecriture de l'hologramme

L'écriture de l'hologramme repose sur le principe d'une mesure de phase interférométrique, comme décrit au paragraphe 1 du chapitre 2. Un pourcentage de la sortie du laser est prélevé à l'aide d'une lame semi-réfléchissante et imagé sur une caméra. Cette caméra enregistre les figures d'interférences réalisées entre l'onde plane issue de chaque fibre et l'onde plane issue de la fibre de référence. L'angle α entre les deux fixe le pas des franges enregistrées par la caméra. La Figure 3-8 présente un hologramme typique. On constate expérimentalement que les franges de nos trois fibres ne sont pas parfaitement verticales. En pratique, elles sont verticales au centre de l'enveloppe gaussienne et inclinées sur les bords. Ces aberrations proviennent principalement des microlentilles utilisées pour collimater les

¹ Pièce métallique possédant plusieurs rainures en forme de V qui permettent de positionner les fibres en ligne de manière très précise.

faisceaux issus des fibres. Cependant, comme les franges sont verticales au centre de la gaussienne, là où le rapport signal-à-bruit est le plus important, cette configuration ne détériore pas significativement la mesure de la phase. La caméra utilisée est une caméra InGaAs Raptor Photonics, comportant 320×256 pixels de $30 \mu\text{m}$ de côté.

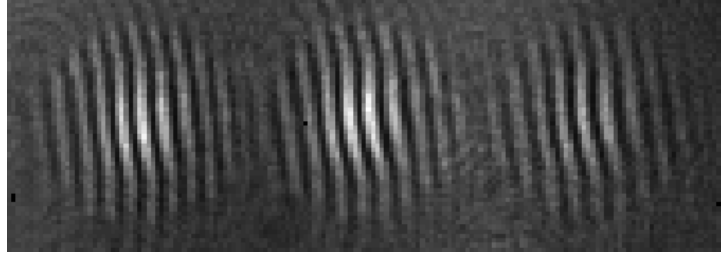


Figure 3-8 : Hologramme typique enregistré par la caméra.

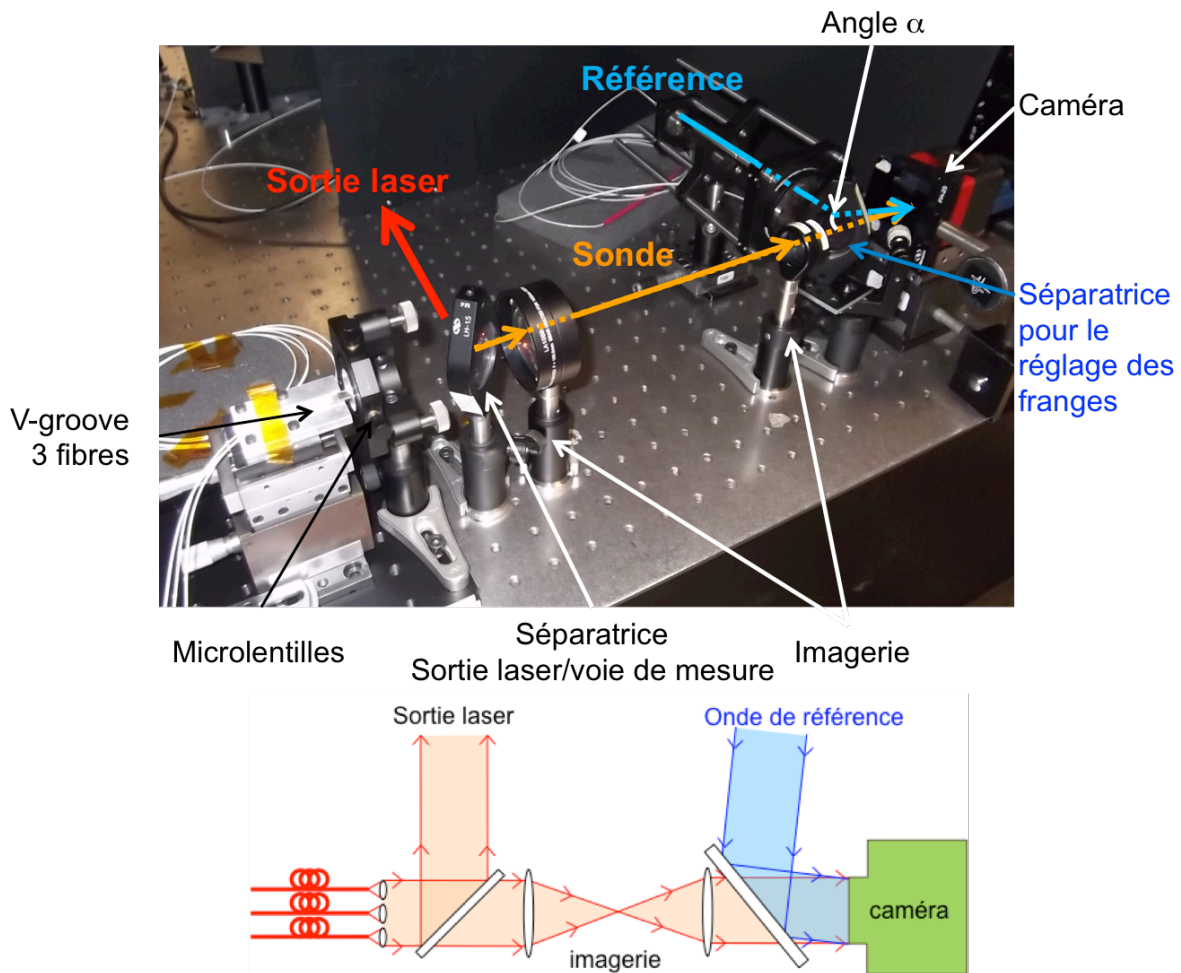


Figure 3-9 : Photo du montage réalisé pour la partie enregistrement des trois interférogrammes sur la caméra.

L'angle α est réglé pour obtenir environ 5 pixels par frange sur la caméra, ce qui correspond à un angle de $0,73^\circ$. Pour obtenir un angle aussi petit entre chacun des faisceaux issus de chaque fibre et l'onde plane de référence, une lame séparatrice est utilisée (Figure 3-7). Elle nous permet par ailleurs d'ajuster finement le pas des franges. Cet hologramme

permet de mesurer les perturbations de la phase φ_n de chaque fibre n . Les changements de phase sont dus à des perturbations environnementales et au bruit intrinsèque des amplificateurs dans le cas de fibres amplificatrices. Le faisceau sonde permettant la mesure des phases est représenté en jaune sur la Figure 3-7. On peut alors observer le déplacement des franges sur la caméra au cours du temps, en fonction des variations de piston de phase entre les différentes fibres. La Figure 3-9 présente le montage expérimentalement réalisé pour la partie création de l'hologramme. Une imagerie est réalisée sur la voie de mesure afin d'avoir des ondes les plus planes possibles au niveau de la caméra pour les faisceaux issus des fibres, donc les franges les plus verticales possibles.

2.3. Affichage de l'hologramme sur un SLM

2.3.1. Fonctionnement du SLM utilisé en phase pure

Un SLM en phase pure à cristaux liquides sur silicium (LCoS) est utilisé pour générer l'hologramme. Le SLM est utilisé en réflexion et commercialisé par Holoeye (modèle Pluto). Son principe de fonctionnement est présenté sur la Figure 3-10. Chaque pixel est composé d'une cellule de cristaux liquides enserrée entre une électrode transparente et un pixel CMOS (Complementary Metal Oxide Semiconductor) traité pour réfléchir la lumière incidente. A tension nulle, les molécules du cristal liquide sont alignées parallèlement à la surface du CMOS. Elles sont parallèles entre elles. Lorsqu'une tension électrique est appliquée aux bornes du cristal liquide grâce au CMOS, les molécules s'inclinent modifiant l'indice optique vu par la lumière incidente sur ce pixel. Cette technique de modulation de phase ne modifie ni l'amplitude, ni la polarisation de la lumière incidente si celle-ci est correctement alignée sur l'axe des molécules.

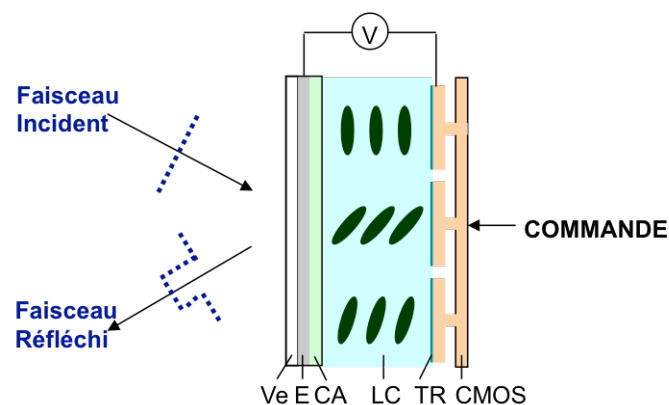


Figure 3-10 : Principe de fonctionnement d'un SLM LCoS en phase pure. Ve : verre. E : électrode. CA : couche d'alignement. LC : cristaux liquides. TR : traitement réfléchissant. CMOS : Complementary Metal Oxide Semiconductor.

Le SLM utilisé est composé de 1920×1080 pixels de $8\mu\text{m}$ de pas avec un taux de remplissage de 87% et une cadence de 30Hz. Des niveaux de gris sur 8 bits sont utilisés pour piloter le SLM. Chaque niveau de gris est associé à une valeur de déphasage, comme présenté sur la Figure 3-11, fournie par Holoeye. On constate que la relation entre les niveaux de gris

et le déphasage est linéaire. Pour maximiser, la diffraction dans l'ordre -1, il faut que l'amplitude ϕ entre le minimum et le maximum φ_{max} du réseau sinusoïdal en phase écrit sur le SLM respecte $1,84\text{rad} = 0,5 * \varphi_{max}$ (comme on a vu au paragraphe 1.2.2 de ce chapitre). On a donc $\varphi_{max} = 3,68\text{rad}$ dans le cas d'un réseau sinusoïdal. Dans le cas d'un réseau carré, la condition sur ϕ étant différente, on obtient $\varphi_{max} = \pi$ rad. D'après la Figure 3-11, l'image envoyée au SLM doit donc être comprise entre les niveaux 0 et 149.

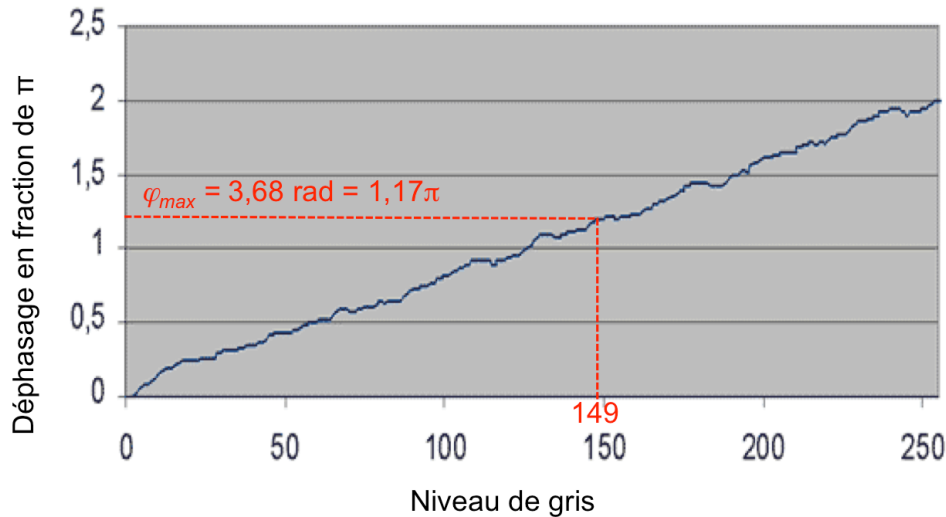


Figure 3-11 : Réponse du SLM utilisé en fonction des niveaux de gris appliqués [57].

2.3.2. Modulations d'intensité induites par le SLM

Les différents niveaux de gris codant les différentes valeurs de déphasage sont obtenus sur notre SLM en changeant la valeur moyenne de la tension appliquée aux cristaux liquides. Dans le cas qui correspond au SLM utilisé, une séquence de bits est appliquée aux deux électrodes pour coder les niveaux de gris. Cela permet d'obtenir une position moyenne de la molécule sur la séquence correspondant au niveau de gris souhaité. Une modulation d'intensité à la fréquence d'écriture de ces bits peut alors être observée. Une étude de Holoeys estime cette modulation d'intensité à 2% dans le cas le moins critique à une fréquence de 296Hz [57].

Expérimentalement, on observe une modulation d'intensité de 12%rms à une fréquence de 296Hz. Cette modulation correspond au mode d'adressage du SLM utilisé. Dans notre cas expérimental, cette méthode d'adressage du SLM n'est pas totalement satisfaisante. En effet, la modulation d'intensité en sortie des fibres va non seulement affecter le champ lointain de notre combinaison cohérente mais aussi faire varier le contraste des franges d'interférence enregistrées sur la caméra ainsi que l'amplitude maximale de l'hologramme écrit sur le SLM. En utilisant des amplificateurs saturés entre le SLM et la sortie du toron de fibres, cette modulation disparaît et n'affecte donc plus la combinaison cohérente. On peut aussi s'affranchir de cette modulation en normalisant le signal de chaque fibre sur la caméra. C'est cette solution qui a été choisie en pratique.

2.3.3. Transfert de l'hologramme de la caméra vers le SLM

Après acquisition par la caméra, l'hologramme est transféré à un ordinateur via une carte d'acquisition vidéo. Le SLM que nous avons à notre disposition se programme comme un écran externe. Les pixels de la caméra mesurent $30\mu\text{m}$ et ceux du SLM en phase mesurent $8\mu\text{m}$. L'angle incident du SLM en réflexion est de 36° . Cet angle, relativement grand, a été fixé par la place de la mécanique d'alignement. Il existe donc un ratio d'environ trois entre les deux. Or nos deux matrices de fibres sont identiques. Deux solutions s'offraient donc.

Dans la première solution, on peut réaliser un grandissement optique devant l'une des matrices pour faire correspondre chaque pixel à son voisin. Pour des raisons de difficultés d'alignement, on a décidé de ne pas réaliser de grandissement entre le SLM et la matrice de fibres servant à l'injection. Le grandissement d'environ trois doit donc être réalisé du côté de la caméra. Nos fibres sont espacées de $1,5\text{mm}$ dans leur matrice. Pour faire correspondre un pixel de la caméra à un pixel du SLM, les faisceaux issus des fibres doivent donc être espacés de $4,55\text{mm}$. On a donc besoin de 455 pixels par 151 pixels pour enregistrer notre hologramme. Or notre caméra a une taille de 320×256 pixels. Cette solution n'est donc pas possible dans nos conditions expérimentales.

Une seconde solution est de réaliser une adaptation de la taille de l'image envoyée au SLM afin d'assurer un grandissement égal à 1. Afin de ne pas rajouter d'information à l'image enregistrée par la caméra, on sur-échantillonne l'image issue de la caméra mais sans interpoler les points intermédiaires. On a donc environ 19 pixels par frange sur le SLM, mais l'information n'est codée que sur 5 pixels (Figure 3-12). Notre traitement d'image est réalisé à l'aide de Labview temps réel. Afin de ne pas être limité par le temps d'exécution de la fonction de sur-échantillonnage de Labview, ce sur-échantillonnage n'est réalisé que sur une seule ligne qui est dupliquée en hauteur. Pour diminuer le rapport signal-à-bruit, cette ligne est la moyenne de plusieurs lignes de l'interférogramme enregistré sur la caméra. Ce passage au numérique nous permet donc de résoudre nos problèmes expérimentaux de concordance de taille d'image. De plus, il va nous permettre par la suite de changer l'affichage de l'image en niveaux de gris en jouant notamment sur son contraste.

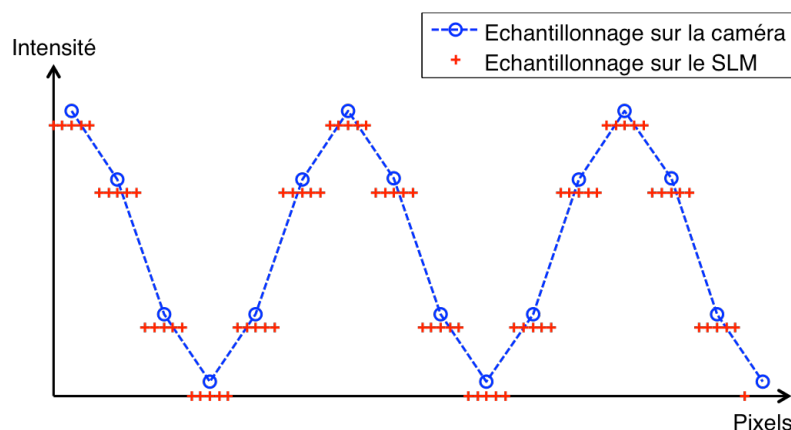


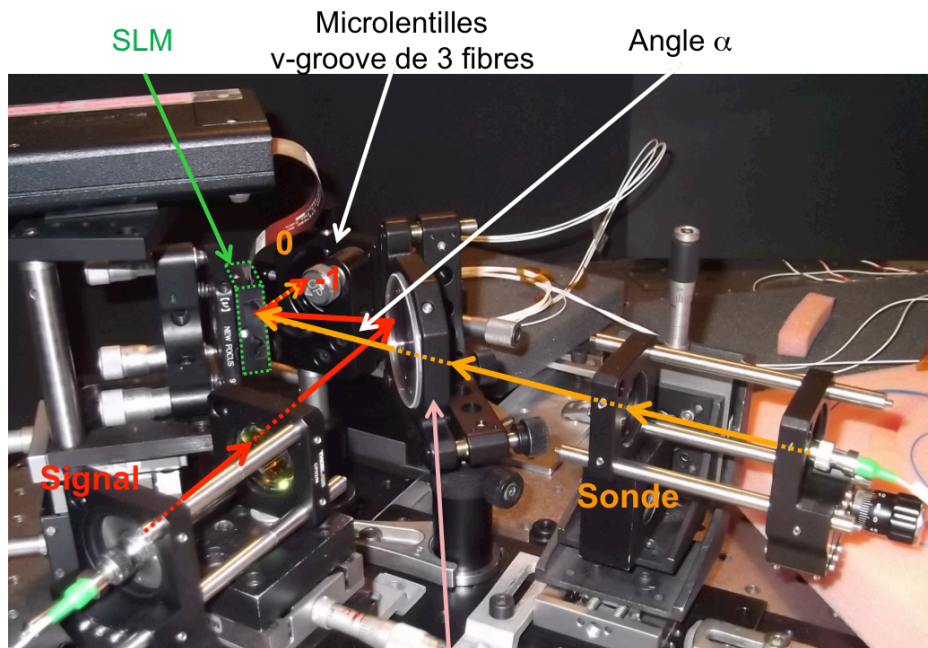
Figure 3-12 : Principe du sur-échantillonnage réalisé entre le signal enregistré par la caméra et l'image envoyée sur le SLM.

La cadence de transfert des images au SLM est fixée à 28Hz. Elle est limitée par la vitesse de rafraîchissement du SLM utilisé.

2.4. Lecture de l'hologramme

Après le transfert de l'hologramme sur le SLM, on va venir le relire afin de corriger la phase de nos trois fibres. On appelle signal l'onde plane corrigée en phase par le SLM. L'ordre -1 de diffraction du signal est couplé dans les fibres. Le faisceau signal est représenté en rouge sur la Figure 3-7. Chaque faisceau signal est donc corrigé en phase avant son injection dans la fibre. Le déphasage entre les faisceaux signaux issus de chaque fibre en sortie du laser est donc corrigé.

Par ailleurs, le faisceau sonde qui permet de mesurer la phase de chaque fibre ne doit pas être affecté par le SLM. Il est donc aligné de telle sorte que son ordre 0 soit couplé dans les fibres. Par conséquent, le faisceau sonde et le faisceau signal sont inclinés d'un angle qui correspond environ à l'angle α lié au pas du réseau écrit sur le SLM. Cet angle α est ici de $0,73^\circ$ et correspond à l'angle entre l'onde plane de référence et le faisceau sonde sur la caméra. A l'injection, le cœur des fibres joue ici le rôle de filtre spatial et empêche le couplage des autres ordres de diffraction dans les fibres.



Séparatrice permettant le couplage de l'ordre -1 du signal

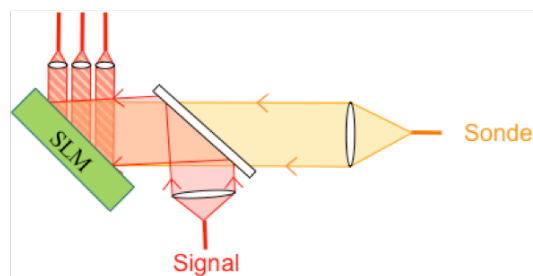


Figure 3-13 : Photo du montage réalisé pour la partie lecture de l'hologramme.

La Figure 3-13 présente le montage réalisé pour la partie lecture de l'hologramme. Le faisceau sonde et le faisceau signal sont tout d'abord tous les deux alignés dans l'ordre 0 du SLM. Le signal est rabattu sur le SLM par une lame semi-réfléchissante afin d'être aligné avec la sonde. Puis on tourne cette lame d'un angle α afin de coupler l'ordre -1 dans les fibres. Le faisceau sonde et le faisceau signal sont donc co-propagatifs dans les fibres ce qui rend cette architecture compatible avec l'utilisation de fibres ayant plusieurs étages d'amplification.

2.5. Discrimination du faisceau sonde et du faisceau signal

La sonde et le signal étant co-propagatifs, il faut donc pouvoir les différencier afin de ne mesurer sur la caméra que le faisceau sonde. Pour cela, un interrupteur optique temporel (noté switch sur la Figure 3-9) est utilisé comme coupleur pour séparer la sonde du signal. L'ouverture de la caméra est synchronisée avec cet interrupteur temporel afin de ne visualiser que la sonde. Le rapport cyclique de la sonde est fixé par l'interrupteur temporel. La sonde n'étant pas corrigée en phase, son rapport cyclique doit être faible afin de ne pas perturber le champ lointain. Pour notre expérience, ce rapport est fixé à 10%. Il est limité par le temps de pose de la caméra nécessaire à l'acquisition du faisceau sonde ainsi que par sa cadence d'acquisition. Dans le cas présent, la cadence d'acquisition est fixée par le SLM à 30Hz environ. Le plus petit temps de pose de la caméra est fixé par le fabricant. Malgré un temps de pose théorique minimal de quelques microsecondes, le fabricant n'a pas su nous les rendre accessibles dans notre montage expérimental et nous avons été limité à 30ms.

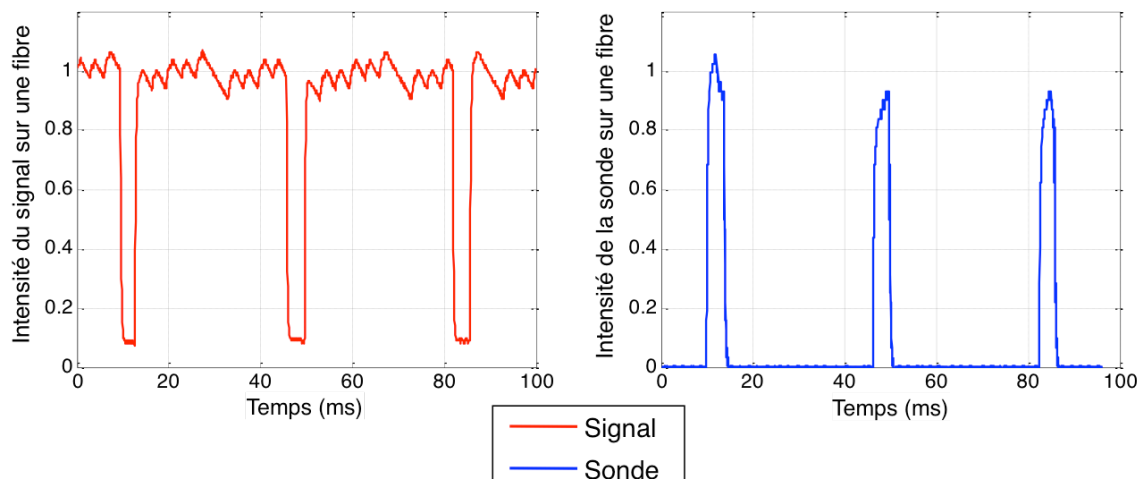


Figure 3-14 : Intensité du signal (rouge) et de la sonde (bleu) en sortie d'une des trois fibres du toron. Les faibles oscillations d'intensité proviennent du SLM.

L'interrupteur optique utilisé est un modulateur Niobate de Lithium commercialisé par Eospace. Afin de mesurer l'effet du modulateur, on place sur une des trois fibres une photodiode en sortie du laser. On enregistre le signal sur cette photodiode avec le signal seul ou la sonde seule. La Figure 3-14 présente les résultats. Les valeurs ont été normalisées afin que la moyenne du signal soit égale à 1 lorsque le signal est présent 100% du temps. Ces résultats sont similaires pour les trois fibres. On constate d'abord que l'atténuation de la sonde

pendant le signal est totale mais qu'il reste 8% en intensité du signal pendant le passage de la sonde. On a donc de très faibles interférences entre la sonde et le signal. Cela risque de dégrader l'interférogramme enregistré par la caméra. En pratique, on constate que le principal effet est de rajouter des variations d'intensité au faisceau sonde. Cependant, le faisceau signal de chaque fibre n'est pas perturbé. Or c'est sur ce faisceau que l'on va mesurer l'efficacité de combinaison et l'erreur de phase de notre combinaison cohérente. On se place donc dans le cas le plus favorable. On peut noter que des performances meilleures auraient pu être obtenues à de plus hautes cadences. En effet, ce modulateur est conçu pour fonctionner au GHz. On l'utilise donc hors de son mode optimal de fonctionnement.

Les deux faisceaux étant co-propagatif, au moment du basculement de l'un à l'autre il existe un instant où les deux faisceaux vont se propager en même temps dans les fibres amplificatrices. Ils vont donc interférer entre eux. Théoriquement, on peut donc avoir un pic de puissance si les interférences entre les deux sont constructives. Ce temps sera d'autant plus court que le temps de montée de notre interrupteur sera court.

On retrouve par ailleurs les oscillations d'intensités dues au SLM (paragraphe 2.3.2 de ce chapitre) : la fréquence d'écriture des bits à 286Hz sur la sonde et sur le signal, qui se traduit par des modulations d'intensité en sortie de notre montage.

3. Résultats expérimentaux

Nous allons maintenant présenter les résultats obtenus avec le montage décrit au paragraphe précédent. Nous présenterons tout d'abord les résultats avec une correction purement passive. Puis nous évaluerons l'intérêt d'une augmentation de contraste sur le réseau écrit par le SLM. Cette évaluation permettra de juger de la pertinence d'un contrôle entièrement passif.

3.1. Résultats purement passifs

3.1.1. Efficacité de la combinaison cohérente

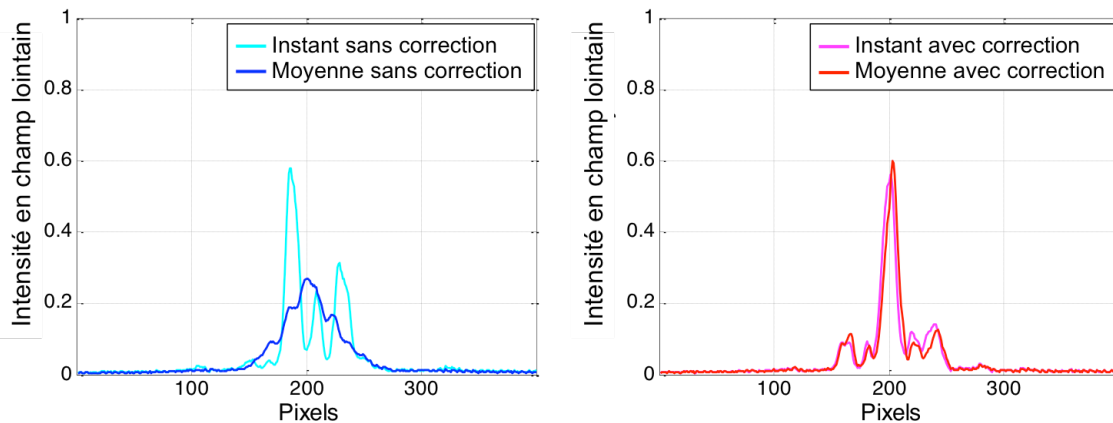


Figure 3-15 : Profil du champ lointain moyenné ou pas sans correction (en bleu) et avec correction (en rouge).

3. Résultats expérimentaux

Pour contrôler la mise en phase effective des trois faisceaux, on les observe en champ lointain au foyer d'une lentille de 1m de longueur focale. Étant donné que nous mettons en phase trois fibres passives, les perturbations de phase induites par nos fibres sont peu importantes. Afin de simuler des perturbations de phase équivalentes à celles d'un étage d'amplification, nous avons chauffé nos trois fibres de manière différente. La Figure 3-15 présente les profils enregistrés sur une caméra rapide linéaire en champ lointain. La normalisation de ces profils correspond au cas de l'intensité maximale qui peut être obtenue en champ lointain compte tenu de notre configuration en champ proche. Son profil est présenté en vert sur la Figure 3-16.

La cadence de rafraîchissement des images est de 300Hz. On normalise ensuite chaque image avec l'intensité en champ proche afin de s'affranchir des modulations d'intensités induites par le SLM. Dans le cas sans correction, en bleu et à gauche, on observe une figure de speckle, c'est-à-dire que le champ lointain bouge au cours du temps. Dans le cas avec correction, en rouge et à droite, le champ lointain se fixe grâce au contrôle de la phase. Pour montrer cette différence, on enregistre le profil du champ lointain pendant 30s puis on calcule sa moyenne dans le cas avec correction et dans le cas sans correction. Cet effet du contrôle de la phase est bien visible sur la Figure 3-15. La Figure 3-16 présente le profil obtenu en champ lointain moyenné sur 30s sans correction de phase -en bleu- et avec correction de phase -en rouge, comparé au profil théorique tracé en vert. On mesure donc un rapport de Strehl de 0,6. Ce rapport de Strehl correspond à la comparaison de notre profil obtenu avec le meilleur profil pouvant être obtenu dans nos conditions expérimentales. La différence entre les deux provient principalement d'un difficile ajustement des biais, comme expliqué par la suite, et des modulations d'intensité dont il est difficile de s'affranchir dans la mesure.

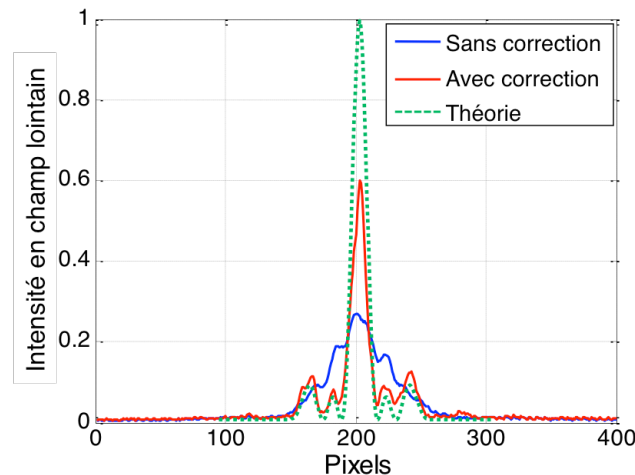


Figure 3-16 : Intensité du champ lointain moyennée sur 30s en boucle ouverte (bleue) et en boucle fermée (rouge). Le profil en vert pointillé représente la combinaison cohérente théorique de trois fibres alignées.

La combinaison cohérente par holographie numérique permet de fixer le champ lointain. Cependant, si des aberrations optiques différentes existent après la lame séparatrice en sortie du laser, le champ lointain sera fixe avec la correction mais pas optimisé. Pour

l'optimiser, il faut rajouter des phases fixes correspondant aux différences avec la sortie du laser sur le chemin de mesure. Ces aberrations peuvent être corrigées avec un composant mais aussi numériquement. En effet, en décalant de quelques pixels chaque réseau correspondant à une fibre sur le SLM, on va modifier la position des franges et donc introduire un biais nous permettant de corriger les aberrations. On estime que la différence de profil entre la courbe expérimentale rouge et la courbe théorique verte provient principalement d'une mauvaise optimisation de ces biais. En effet, pour cette expérience, on se contente de les régler à la main. On estime avoir une précision sur le biais de $\lambda/20$, ce qui correspond approximativement à un pixel sur la caméra. On peut également penser que les fluctuations d'intensité dues au SLM, malgré la normalisation, détériorent aussi le résultat. Il faut noter que ces biais peuvent aussi être ajoutés sans réécrire l'image envoyée sur le SLM. Pour cela, un SLM en phase peut être ajouté sur la voie de mesure, en sortie de la tête optique. Ce SLM en phase applique un déphasage fixe permettant d'ajuster les biais. La Figure 3-17 présente le montage avec ce SLM pour appliquer les biais.

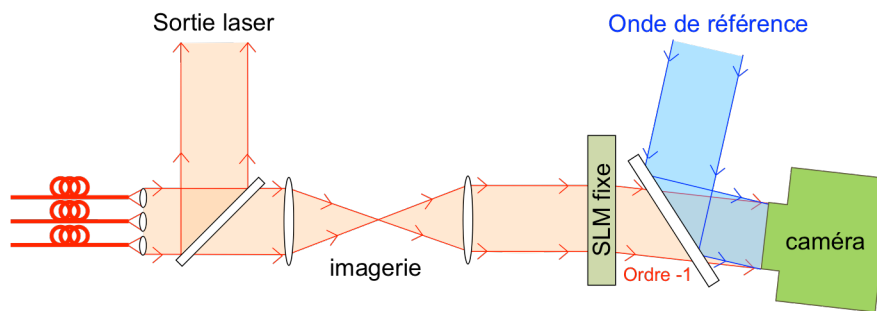


Figure 3-17 : Montage coté de la mesure de phase avec un SLM appliquant les biais.

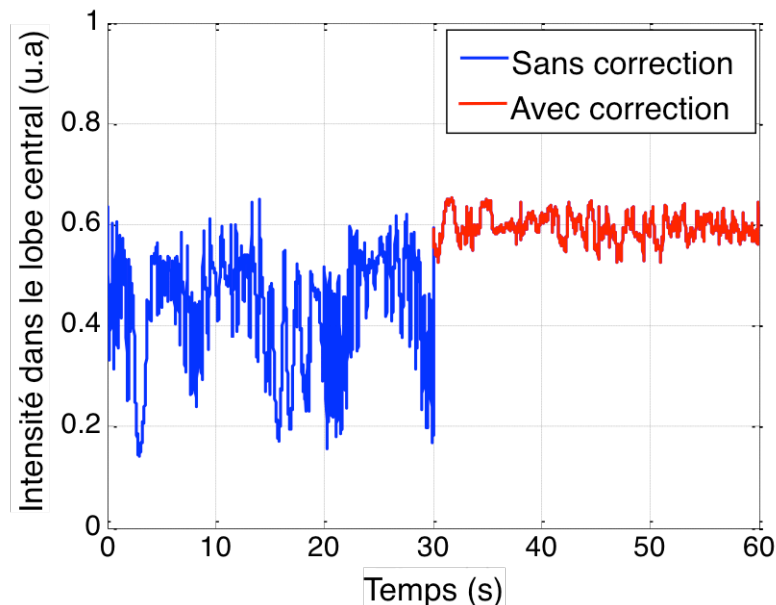


Figure 3-18 : Évolution dans le temps de l'intensité dans le lobe central sans contrôle de la phase (bleu) et avec un contrôle de la phase (rouge). Les modulations d'intensité du lobe central avec la correction sont principalement dues aux modulations d'intensité du SLM qui modifie l'efficacité de diffraction de l'ordre -1 au cours du temps.

Afin de préciser l'efficacité de la combinaison cohérente, on souhaite mesurer la stabilité de la puissance comprise dans le lobe central. Pour cela, on place un diaphragme sur le champ lointain afin de ne mesurer que la puissance dans le lobe central au cours du temps. La Figure 3-18 présente les variations d'intensité du lobe central dans le temps sans correction en bleu et avec correction en rouge. On constate que la correction permet effectivement de stabiliser le champ lointain. Les modulations d'intensité générées par le SLM utilisé sont une des causes des oscillations résiduelles sur l'intensité du lobe central dans le cas avec correction. On pourrait s'affranchir des modulations d'intensité du SLM en ajoutant un étage d'amplification saturé entre le SLM et la sortie du toron de fibres.

3.1.2. Erreur de phase

Dans un deuxième temps, on souhaite estimer uniquement la précision du contrôle de la phase à savoir l'erreur résiduelle de phase entre deux fibres. Pour cela, on enregistre le champ lointain de deux fibres sur une caméra rapide. On calcule ensuite le déphasage entre ces deux fibres grâce à l'algorithme précédemment décrit (paragraphe 2 chapitre 2). La fréquence d'échantillonnage est fixée à 300Hz pendant 20 minutes. Cette durée d'acquisition est nécessaire afin de mesurer le bruit de phase résiduel à de très faibles fréquences. On mesure une erreur résiduelle de $\lambda/15\text{rms}$, donc inférieure à $\lambda/10\text{rms}$, valeur nécessaire pour les applications visées par la combinaison cohérente [14].

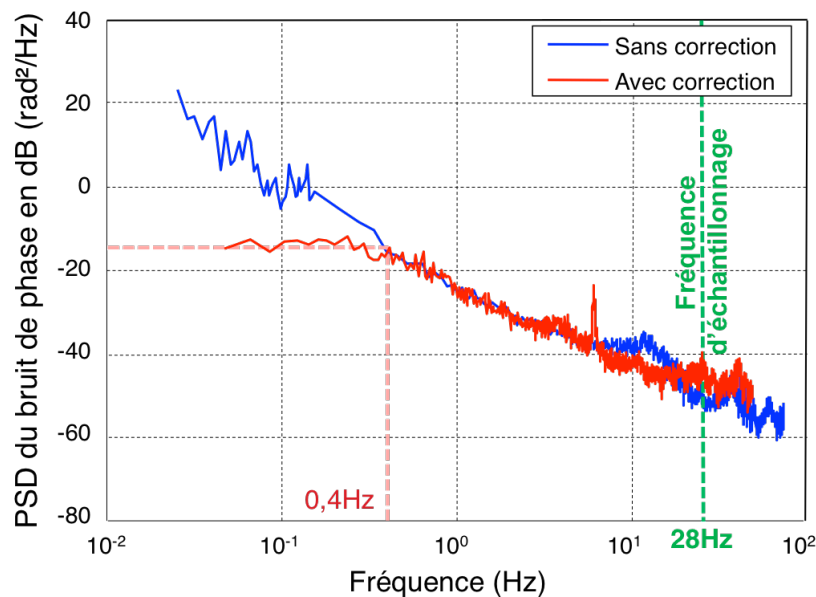


Figure 3-19 : Mesure de la densité spectrale de bruit de phase en boucle ouverte (bleu) et en boucle fermée (rouge).

La Figure 3-19 présente la densité spectrale de puissance de cette erreur résiduelle de phase en boucle ouverte et en boucle fermée. L'intersection du bruit sans correction et du bruit avec correction permet d'estimer la bande passante du système à 0,4Hz.

3.2. Évaluation des limites de cette technique

Dans cette partie nous souhaitons évaluer les limites en terme de correction de phase de cette technique de combinaison cohérente. Cette évaluation des limites sera réalisée à l'aide du montage expérimental décrit précédemment. Nous avons dans un premier temps essayé d'estimer la limite intrinsèque de la correction de phase compte tenu de nos conditions expérimentales (bruit environnemental, vitesse de la correction, ...). Puis nous avons testé différents traitements sur l'image issue de la caméra afin d'évaluer leur impact sur la précision de la correction de phase.

3.2.1. Étude de différents réseaux de phase sans bruit

Pour tester les limites intrinsèques de notre montage, nous nous sommes affranchis d'une partie du bruit généré par le SLM. En effet, en calculant la phase à partir des interférogrammes enregistrés sur la caméra comme vu au paragraphe 2.2 du chapitre 2, on peut calculer le réseau parfait à appliquer sur le SLM. On verra par la suite que la mesure de la phase par notre algorithme n'est pas limitante dans notre cas. La mesure de phase est effectuée sur des interférogrammes de 50 pixels avec 5 pixels par fibre dans la direction perpendiculaire aux franges. On a donc une précision de mesure supérieure à $\lambda/60\text{rms}$, comme cela sera justifié par la suite au chapitre 5. Cette première série d'expériences nous permet donc d'estimer le comportement de notre combinaison cohérente dans le cas d'un hologramme parfait, c'est-à-dire sans bruit.

Dans un premier temps, on regarde les différences entre des réseaux carrés infinis, sinusoïdaux infinis ou sinusoïdaux avec une enveloppe gaussienne. On retrouve les efficacités théoriques calculées au paragraphe 1.2.3 de ce chapitre. Ainsi le réseau carré est celui qui a la meilleure efficacité de diffraction dans l'ordre -1, suivi par le réseau sinusoïdal. Le rajout d'une enveloppe gaussienne détériore effectivement l'efficacité de diffraction dans l'ordre -1 de 30% à 12%. Dans le même temps, l'efficacité de l'ordre 0 est plus importante dans le cas d'un réseau avec une enveloppe gaussienne que dans le cas du réseau carré. Or la combinaison cohérente par holographie numérique co-propagative utilise les deux ordres. Idéalement, il faudrait donc avoir une efficacité équivalente sur ces deux ordres. Ceci est atteint dans le cas d'un réseau carré.

Cependant, ces mesures permettent surtout d'évaluer l'impact de la forme du réseau sur le contrôle de la phase. En effet, l'efficacité de diffraction dans l'ordre -1 est un point important car une efficacité de diffraction importante peut éviter l'utilisation d'un étage d'amplification. Cependant, cette recherche d'une bonne efficacité de diffraction ne doit pas se faire au détriment d'une bonne correction de phase. Un compromis entre les deux doit donc être trouvé. Pour cela, on mesure l'erreur résiduelle de phase de notre combinaison cohérente pour les trois types de réseaux. Pour cela, comme précédemment, on mesure le déphasage entre deux fibres en sortie du laser à 300Hz pendant 1s. Le résultat est le même quelque soit le réseau utilisé, sinusoïdal ou pas, avec enveloppe gaussienne ou non. On trouve une erreur résiduelle de $\lambda/30\text{rms}$.

Cette erreur est inférieure à la précédente mesure purement passive, c'est-à-dire sans calcul de la phase, où on mesurait une erreur résiduelle de $\lambda/15\text{rms}$. On peut donc directement sentir l'effet du bruit de l'hologramme écrit sur le SLM sur la qualité de la combinaison

3. Résultats expérimentaux

cohérente. Cette mesure donne une limite basse de notre erreur de phase résiduelle dans les conditions expérimentales utilisées. Le Tableau 3-1 résume les différents résultats obtenus pour la combinaison cohérente avec des réseaux écrits sur le SLM sans bruit.

Tableau 3-1 : Efficacité de diffraction et erreur de phase dans le cas d'hologramme sans bruit.

	Efficacité dans l'ordre -1	Efficacité dans l'ordre 0	Erreur résiduelle de phase
Carré infini	30%	30%	$\lambda/30$
Sinus infini	20%	50%	$\lambda/30$
Sinus avec enveloppe gaussienne	12%	70%	$\lambda/30$

3.2.2. Influence des traitements d'image sur la combinaison cohérente

On vient de voir qu'en appliquant un réseau parfait sans bruit, l'erreur résiduelle de phase est divisée par deux par rapport à l'application brute de l'hologramme bruité. Les résultats précédents ont été obtenus sans ajouter de traitement de type augmentation de contraste entre l'image issue de la caméra et celle affichée sur le SLM. Cependant, on peut se demander si un meilleur résultat pourrait être obtenu avec un pré-traitement de l'image (seuillage,...) avant son envoi sur le SLM. Cette solution intermédiaire pourrait permettre d'augmenter la qualité de notre combinaison cohérente sans calculer la phase, donc en restant dans un cas passif.

Un premier traitement qui peut être appliqué est l'augmentation globale de contraste d'une image. Le principe d'une augmentation globale de contraste de l'image est présenté sur la Figure 3-20. Pour plus de clarté, les exemples sont représentés sans bruit et en profil. Cette augmentation de contraste globale de l'image permet d'augmenter le contraste des franges situées au centre de l'enveloppe gaussienne mais supprime les franges situées sur le bord de la gaussienne. En augmentant le contraste global de nos interférogrammes, le contraste des franges de l'hologramme augmente et on s'attend donc à ce que l'efficacité de diffraction augmente. Cependant, dans le même temps le nombre de franges diffractant est réduit, ce qui risque de faire chuter cette efficacité. On a donc un premier paramètre d'ajustement de l'image obtenue : il s'agit du seuil de contraste Se .

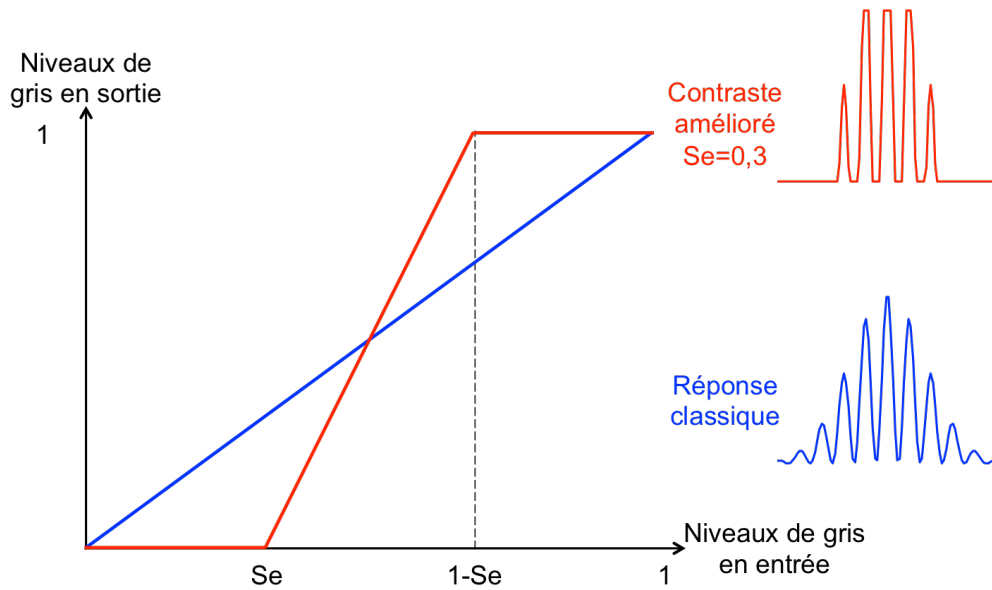


Figure 3-20 : Principe général d'une augmentation de contraste. On présente à droite l'effet d'une augmentation globale de contraste sur le profil affiché par le SLM.

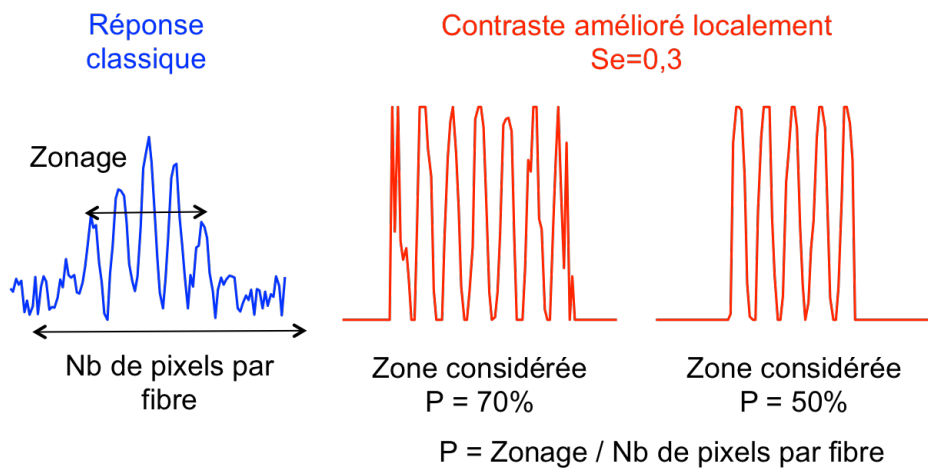


Figure 3-21 : Principe de l'augmentation locale de contraste.

Pour remédier à cette limitation, on peut aussi avoir comme idée de réaliser une augmentation de contraste de l'image mais cette fois-ci locale et non pas globale. Concrètement, chaque interférogramme est divisé en sous-parties qui ont chacune une augmentation de contraste, comme présenté précédemment. Ce traitement revient à retirer l'enveloppe gaussienne de nos interférogrammes. La Figure 3-21 présente l'effet d'une augmentation locale de contraste avec le bruit. On se rend compte que si l'on augmente le contraste sur toute la zone de l'interférogramme, les franges du bord très bruitées vont avoir le même poids que les franges du centre de l'interférogramme. En utilisant cette technique, on diminue donc fortement le rapport signal-à-bruit de notre interférogramme. Pour remédier à ce problème, on introduit un second paramètre P . Ce second paramètre permet de sélectionner la zone de l'interférogramme dont le contraste est augmenté localement. La Figure 3-21 présente l'influence de ce paramètre P sur l'augmentation locale de contraste. Comme dans le cas d'une augmentation globale de contraste, on a donc un compromis à faire sur le nombre

3. Résultats expérimentaux

de franges utilisées pour diffracter. Cette fois-ci cependant, on règle ce nombre de franges avec le paramètre P indépendamment du paramètre de contraste Se .

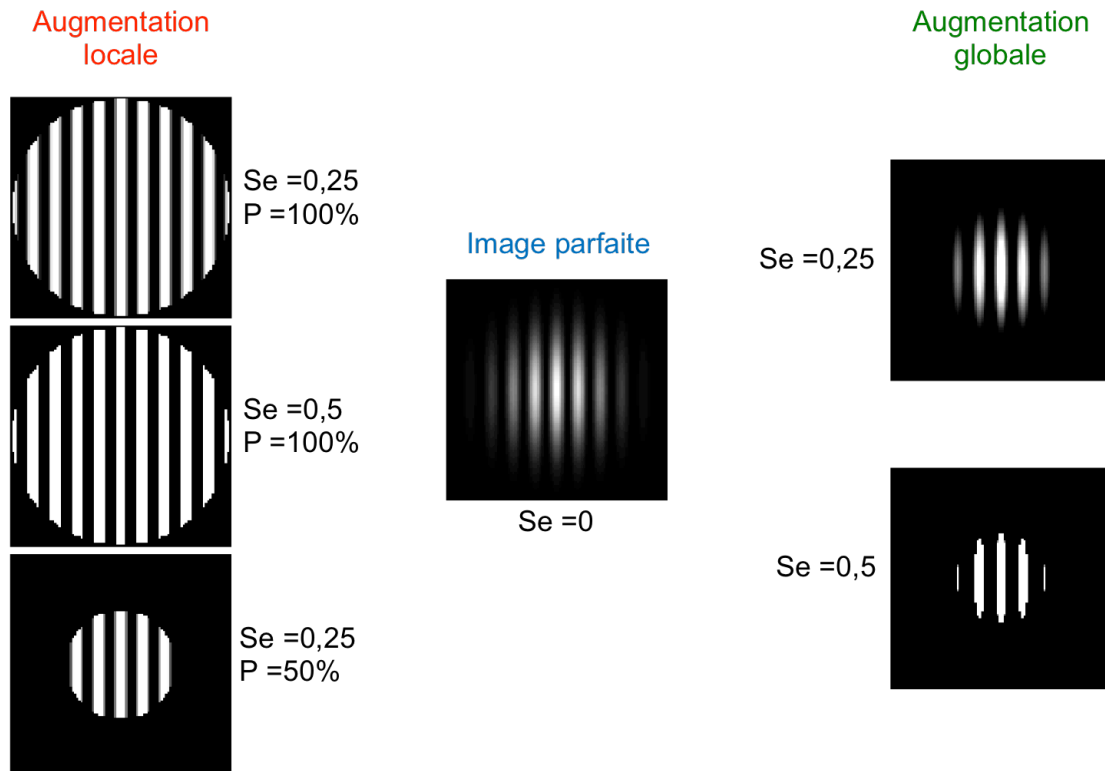


Figure 3-22 : Comparaison d'une augmentation locale de contraste (à gauche) et d'une augmentation globale de contraste (à droite) pour différentes valeurs de P et Se .

La Figure 3-22 résume les différents hologrammes qui pourront être générés en fonction de leurs paramètres dans le cas d'une augmentation globale de contraste ainsi que dans le cas d'une augmentation locale de contraste.

La Figure 3-23 présente les valeurs d'efficacité de diffraction mesurées pour différentes valeurs de contraste appliquées. Ces mesures sont effectuées dans les cas d'une augmentation locale puis globale de contraste. Dans le cas d'une augmentation locale de contraste, on teste les cas $P=100\%$, $P=70\%$ et $P=60\%$. Pour les cas $P \leq 50\%$, l'intensité en sortie du laser est trop faible pour permettre une analyse. Les résultats d'efficacité de diffraction sont identiques pour ces différents cas. Ils sont aussi très proches des résultats obtenus pour une augmentation globale de contraste. Par cette série de mesures, on constate que l'augmentation locale de contraste ne permet pas de se rapprocher significativement du cas du réseau infini. Cependant, on constate également que si on augmente le contraste des franges centrales de l'interférogramme, on réussit à augmenter l'efficacité de diffraction, même si les franges du bord sont supprimées. Pour résumer, augmenter le contraste de franges ayant un bon rapport signal-à-bruit permet effectivement d'augmenter l'efficacité de diffraction de l'ordre -1.

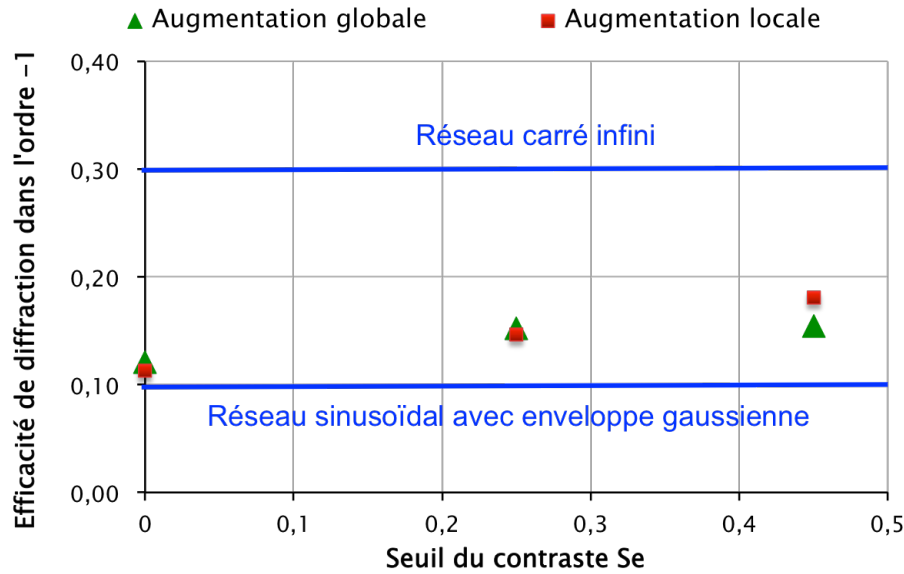


Figure 3-23 : Efficacité de diffraction dans l'ordre -1 en fonction du traitement d'image appliqué et de la valeur d'augmentation de contraste choisie. Les résultats pour l'augmentation de contraste locale sont similaires pour l'ensemble des valeurs de P testées.

Dans un deuxième temps, nous avons mesuré l'erreur résiduelle de phase entre deux fibres afin d'estimer l'impact de notre traitement d'image sur la combinaison cohérente. Pour cela, nous avons mesuré le déphasage entre deux fibres à 300Hz pendant 1s. La Figure 3-24 présente les résultats obtenus. On peut noter que le point correspondant à une augmentation globale de contraste avec un seuil de contraste nul correspond au cas discuté dans le paragraphe 3.1 de ce chapitre, c'est-à-dire au cas purement passif avec une erreur résiduelle de $\lambda/15\text{rms}$. On constate que dans le cas d'une augmentation globale de contraste d'un seuillage de 0,25, on améliore ce résultat et on atteint une erreur résiduelle de phase de $\lambda/20\text{rms}$. On peut donc en conclure que l'augmentation globale de contraste de l'image permet de se rapprocher du cas idéal sans bruit. On rappelle que, dans ce cas, on avait mesuré une erreur résiduelle de $\lambda/30\text{rms}$.

Si on regarde dans un deuxième temps l'augmentation locale de contraste, on se rend compte que ce traitement détériore de manière significative le contrôle de la phase. Dans aucune des configurations testées, on ne réussit pas à retrouver les résultats obtenus avec l'augmentation globale de contraste. L'augmentation locale de contraste diminue trop le rapport signal-à-bruit en mettant sur un pied d'égalité les franges du centre de l'interférogramme, peu bruitées, et les franges du bord, plus bruitées. Cette diminution du rapport est tellement importante que dans le cas d'une augmentation locale appliquée à la totalité de la surface de l'hologramme, aucune configuration n'a permis d'obtenir une erreur résiduelle de phase inférieure à $\lambda/10\text{rms}$, condition nécessaire à la combinaison cohérente. On constate que dans le cas d'une augmentation locale de contraste, les résultats s'améliorent lorsque la zone traitée diminue (P diminue). Cependant, pour des valeurs de P inférieures à 50%, le taux de couplage dans les fibres à l'injection est tellement petit que l'intensité en sortie du laser est trop faible pour permettre une analyse. Par ailleurs, plus P est petit, plus le pourcentage de pertes entre la sortie de l'oscillateur maître et la sortie du laser sera important.

3. Résultats expérimentaux

Cette solution ne semble donc pas à privilégier car elle augmente les pertes au niveau de l'injection dans les fibres. Cette augmentation des pertes pourra conduire à l'ajout d'un amplificateur dans la chaîne d'amplification en fonction de la puissance attendue en sortie.

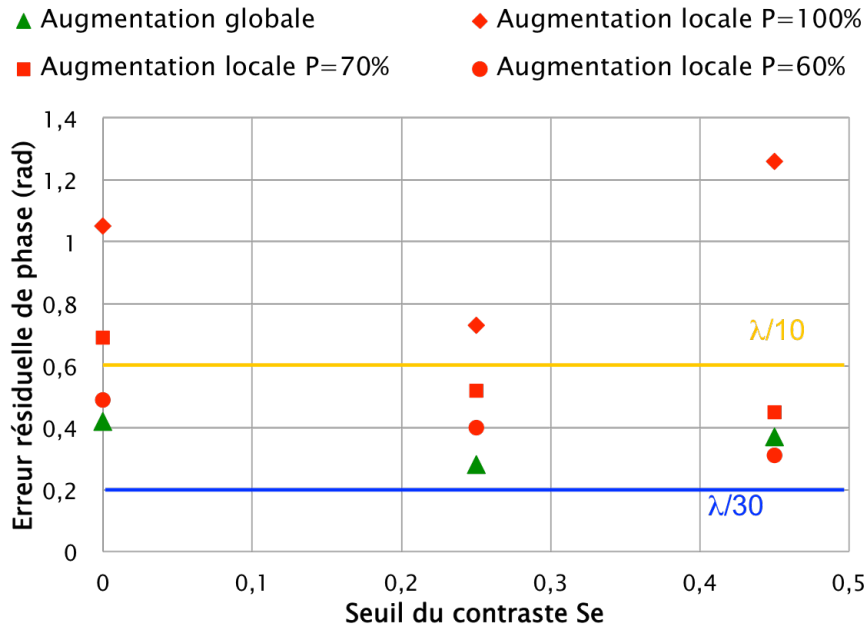


Figure 3-24 : Erreur résiduelle de phase en fonction du seuil de contraste et du traitement appliqué.

3.3. Discussion des résultats expérimentaux

On a réussi la mise en phase passive de trois fibres en se basant sur le concept d'holographie numérique. Ce contrôle de la phase présente l'avantage d'avoir une mesure et une correction de phase collective et de ne nécessiter aucun calcul. En effet, les phases de chaque fibre peuvent être enregistrées sur une seule image et la correction est appliquée grâce à une seule image inscrite sur le SLM. Notre contrôle de la phase est effectué à 28Hz. Cette fréquence d'échantillonnage est limitée par les caractéristiques des composants utilisés pour réaliser l'expérience. Cependant, cette limite technologique est uniquement liée aux composants utilisés dans notre montage. Il existe en effet actuellement sur le marché des composants permettant de réaliser un réseau de phase ayant une bande passante pouvant atteindre la centaine de Hertz.

La meilleure efficacité du réseau en phase non bruité est obtenue avec un réseau carré non convolué avec une gaussienne. Ce résultat expérimental est en accord avec les prévisions théoriques. Une augmentation locale de contraste a été mise en place afin de s'affranchir de l'enveloppe gaussienne du réseau issu de l'image de la caméra. Cependant, cette augmentation locale diminue notablement le rapport signal-à-bruit du réseau écrit sur le SLM. Cette augmentation de bruit ne permet de retrouver ni les efficacités mesurées avec un réseau carré simulé, ni l'erreur de phase résiduelle. Celle-ci est de $\lambda/30$ rms avec un réseau non bruité. Avec une image issue de la caméra et une augmentation globale de contraste, on

obtient une erreur de phase résiduelle minimale de $\lambda/20\text{rms}$. Cette erreur de phase résiduelle est proche du cas entièrement passif qui était de $\lambda/15\text{rms}$.

Le principe de mise en phase totalement passive, c'est-à-dire sans calcul de phase, a été validé dans le cadre de faisceaux sonde et signal co-propagatifs. Les résultats expérimentaux nous montrent que l'ajout d'un traitement augmentant le contraste entre l'image issue de la caméra et le réseau en phase écrit sur le SLM n'améliore pas significativement la mise en phase des fibres.

4. Conclusion

Dans ce chapitre, les processus d'écriture et de lecture d'un hologramme numérique en phase ont été détaillés. Un montage expérimental permettant l'application de l'holographie numérique à la combinaison cohérente de fibres amplificatrices a été proposé. Cette nouvelle architecture permet de lever les difficultés du montage précédemment proposé en rendant possible l'utilisation de fibres avec plusieurs étages d'amplification nécessaires à la haute énergie.

L'expérimentation nous a permis de valider le concept de mise en phase collective de trois fibres par holographie numérique. Cette mise en phase collective passe par une mesure collective suivie d'une correction collective. Une erreur résiduelle de phase de $\lambda/20\text{rms}$ a été obtenue. La pertinence de l'ajout d'un traitement d'image entre la lecture de l'hologramme et son écriture dans le but d'augmenter l'efficacité de diffraction a été évaluée expérimentalement. En pratique, ce traitement d'image diminue le rapport signal-à-bruit de l'hologramme et ne permet pas de conserver une erreur résiduelle faible. Ces mesures nous ont cependant permis de tester les limites d'un SLM en tant que modulateur de phase. Ainsi, le SLM peut être utilisé comme modulateur de phase dans un montage avec contrôle actif de la phase. Ce montage sera développé par la suite (paragraphe 1 chapitre 4). Dans ce cas, nous avons mesuré une erreur résiduelle de $\lambda/30\text{rms}$.

La vitesse d'écriture du réseau sur le SLM était limitée à 30Hz. Nous n'avons donc pu corriger que des erreurs de phase inférieures à cette cadence. Cette performance pourrait être largement améliorée par l'utilisation de composants rapides comme des MEMS ou des composants à cristaux liquides ferroélectriques par exemple. Notons que dans le cas d'un réseau de phase rapide, on peut même envisager un montage sans interrupteur optique. Une seule onde plane est injectée dans le toron de fibres amplificatrices. La mesure de la phase se fait en écrivant un réseau n'ajoutant aucune phase, c'est-à-dire ayant ses franges centrées sur le cœur de la fibre. Puis le réseau correctif est écrit. On peut notamment citer un miroir déformable de 489 éléments ayant un temps de réponse inférieur à $200\mu\text{s}$, soit une bande passante de 2,5kHz [58]. Pour conclure, la limitation de notre combinaison cohérente par holographie numérique ne vient que des composants utilisés pour la réalisation expérimentale, sachant que des composants plus rapides sont disponibles sur le marché.

4. Conclusion

L'objet du chapitre suivant est l'étude d'un autre concept de mise en phase, mais à une cadence plus rapide. La mesure de la phase est aussi une mesure interférométrique, mais le contrôle de la phase de chaque fibre n'est plus collectif et nécessite la mise en place d'une boucle de rétroaction. Cependant, les composants utilisés permettent d'atteindre une cadence de correction de 1kHz.

chaque fibre amplificatrice sont disposées dans une matrice et collimatées par un réseau de microlentilles. On a représenté ici un arrangement carré de la matrice de fibres. La combinaison cohérente est effective en champ lointain, représenté en rouge sur la Figure 4-1. Une petite partie, moins de 1% de l'énergie des faisceaux issus de la matrice de fibres, est prélevée à l'aide d'une lame semi-réfléchissante. Cette fuite optique sera par la suite appelée voie de mesure pour le contrôle de la phase. Elle est représentée en jaune sur la Figure 4-1.

Sur la voie de mesure de la phase, les faisceaux collimatés à la sortie de la matrice de fibres sont imagés sur une caméra par un système afocal. Ce système sert également à ajuster la taille des faisceaux en sortie des microlentilles à la taille du capteur de la caméra. Les interférences sont créées à l'aide d'une onde plane de référence commune à toutes les fibres. Cette onde de référence est prélevée avant l'amplification. La phase de chaque fibre est extraite à l'aide de l'algorithme décrit au paragraphe 2 du chapitre 1. Puis une correction est appliquée à l'aide de modulateurs de phase individuels placés en amont de l'amplification. La boucle de rétroaction de la phase peut donc se décomposer en quatre séquences successives : l'acquisition des interférogrammes sur une caméra, le calcul de la phase, le calcul d'une correction pour chaque fibre, puis l'application de cette correction à l'aide de modulateurs de phase.

Nous allons dans un premier temps décrire l'algorithme de contrôle de la phase puis le montage expérimental sera détaillé. Enfin, les résultats expérimentaux seront présentés.

1. Développement d'une boucle de rétroaction temps réel au kHz

L'un des objectifs de la thèse était l'augmentation de la fréquence d'échantillonnage d'une démonstration de mise en phase de 64 fibres [33]. La fréquence d'échantillonnage du contrôle de la phase, de 20Hz, était limitée par le pilotage des modulateurs de phase et notamment de leurs amplificateurs de tension.

Le passage d'une correction au kHz a nécessité l'achat d'une nouvelle caméra, de nouveaux modulateurs de phase et du développement d'un algorithme de correction de phase compatible avec cette cadence. Dans cette partie, nous allons détailler le principe de la boucle de contrôle mis en place pour asservir la phase de chaque fibre à la valeur souhaitée. Puis nous détaillerons son implémentation pour le temps réel haute cadence.

1.1. Principe de la correction

La Figure 4-2 présente le principe général du contrôle de la phase pour un canal. On note $1/T_e$ la fréquence d'échantillonnage de la boucle de rétroaction. Chaque boucle de rétroaction est composée de la succession de trois actions : l'acquisition d'une image, le calcul de la correction puis l'application d'une correction. On note $\varphi_{mesuré}[k]$ la phase mesurée par notre algorithme d'extraction de phase pour la boucle numéro k . On note $\varphi_{correction}[k]$ la correction déduite de $\varphi_{mesuré}[k]$ et appliquée dans la boucle numéro k . On peut donc tout de suite noter que lorsque l'on effectue la mesure de $\varphi_{mesuré}[k]$, la correction $\varphi_{correction}[k - 1]$

est appliquée sur le canal. Dans le cas d'une mesure de phase avec référence commune, chaque canal est indépendant de son voisin. On peut donc traiter le problème de manière parallèle.

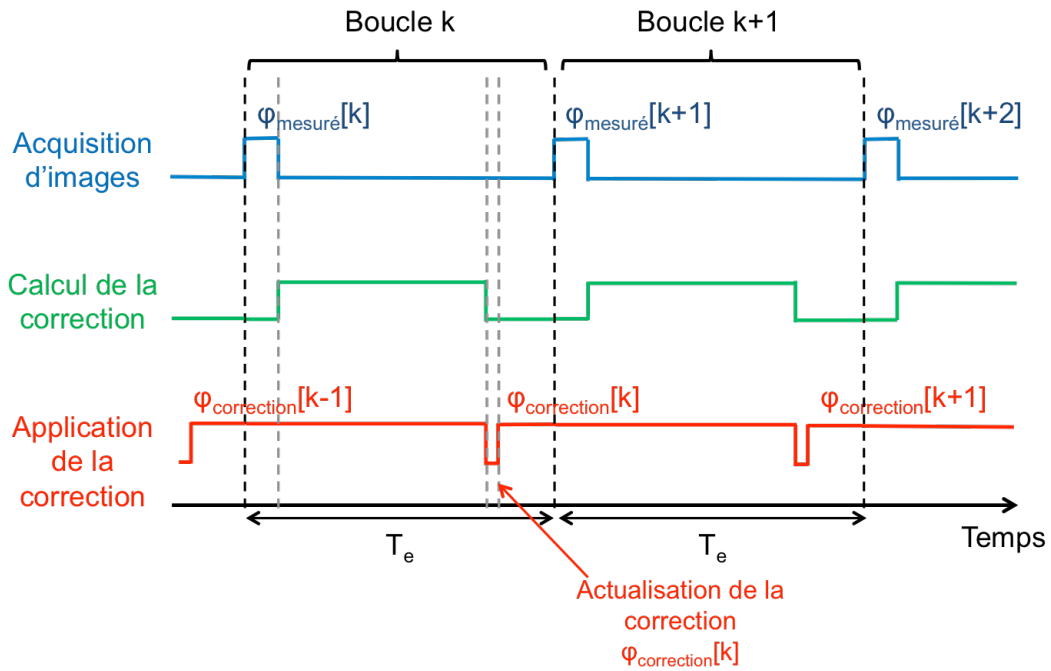


Figure 4-2 : Principe du contrôle de la phase et enchaînement de différentes étapes (Acquisition de l'image, Calcul de la correction, Application de la correction) de l'algorithme de contrôle. Chaque boucle de correction commence par l'acquisition d'une image.

On note $\varphi_{consigne}$ la phase de consigne d'un canal. En effet, par construction, lorsqu'une référence commune est utilisée, la figure d'interférences en champ lointain avec le maximum de puissance dans le lobe central, ne sera pas obtenue avec des consignes identiques pour tous les canaux. La Figure 4-3 illustre ce phénomène. Notons que si la phase de l'onde plane de référence varie au cours du temps, le biais entre les différents canaux reste fixe. On peut donc négliger la phase de l'onde plane de référence. Par ailleurs, il faut ajouter que l'onde plane de référence n'est pas la seule source de biais lors de la mesure de la phase. En effet, les aberrations optiques du système afocal assurant le grandissement par exemple peuvent aussi fausser la mesure. Par conséquent, il faut commencer par fixer les phases de consigne $\varphi_{consigne}$ pour chaque fibre. Cette optimisation n'est réalisée que lorsque que le montage expérimental de la voie de mesure ou de la sortie du laser varie. De manière pratique, elle est réalisée en moyenne une fois par semaine pour notre montage de type laboratoire. Notons que cette calibration de notre mesure de phase peut être automatisée en enregistrant le champ lointain et en utilisant des algorithmes de descentes de gradient de type SPGD. Pour faire simple, la calibration de la mesure de la phase peut être obtenue avec une seconde boucle d'asservissement en regardant le champ lointain de notre combinaison. Sa fréquence d'échantillonnage est cependant beaucoup plus faible que la fréquence d'échantillonnage du contrôle de la phase. Dans notre cas, la boucle est réalisée manuellement.

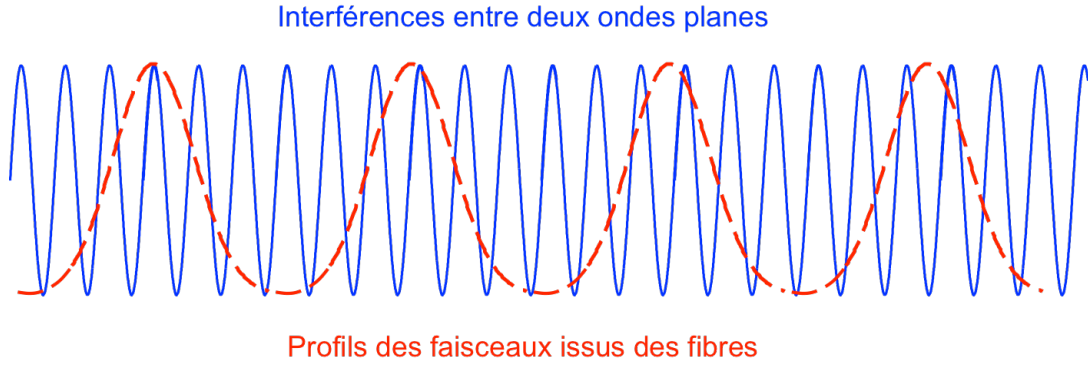


Figure 4-3 : Origine des biais due à l'utilisation d'une référence commune pour la mesure de la phase. Pour avoir des interférences constructives en champ lointain, il faudra donc fixer des phases de consigne $\varphi_{consigne}$ différentes pour chaque fibre.

On va maintenant détailler les différentes étapes pour calculer la correction à appliquer pour chaque canal. On note $\varphi_s(t)$ la phase d'un canal en sortie de la matrice de fibres à l'instant t et $\varphi_r(t)$ la phase de l'onde plane de référence. On rappelle qu'on note $1/T_e$ la fréquence d'échantillonnage de la phase en sortie des fibres. Cette fréquence correspond donc à la fréquence d'acquisition des images de la caméra et à la fréquence d'application de la correction. On peut alors écrire la relation suivante :

$$\varphi_{mesuré}[k] = \varphi_s(kT_e) - \varphi_r(kT_e) \quad (4-1)$$

On note $\varphi_{perturbations}(t)$ les perturbations de phase de chaque canal. Ce sont ces perturbations de phase que l'on souhaite corriger. On peut alors écrire la relation suivante pour la phase en sortie de chaque fibre :

$$\begin{aligned} \forall t \text{ tel que } kT_e < t \leq (k+1)T_e \\ \varphi_s(t) &= \varphi_{perturbations}(t) + \varphi_{correction}[k] \end{aligned} \quad (4-2)$$

La phase mesurée pour le canal correspond donc à la valeur suivante :

$$\varphi_{mesuré}[k] = \varphi_{perturbations}(kT_e) + \varphi_{correction}[k-1] - \varphi_r(kT_e) \quad (4-3)$$

On rappelle que la phase de consigne $\varphi_{consigne}$ de notre asservissement est fixée pour assurer une bonne recombinaison en champ lointain. La correction appliquée par notre algorithme permet de maintenir la phase de chaque fibre à cette valeur de consigne. La correction $\varphi_{correction}$ à appliquer pour le canal entre l'instant kT_e et $(k+1)T_e$ peut donc s'écrire :

$$\begin{aligned} \varphi_{correction}[k] &= \varphi_{consigne}[k] - \varphi_{perturbations}(kT_e) \\ &= \varphi_{consigne}[k] - (\varphi_r(kT_e) + \varphi_{mesuré}[k]) + \varphi_{correction}[k-1] \end{aligned} \quad (4-4)$$

Étant donné que la phase de l'onde plane de référence est commune pour tous les canaux, et que l'on ne souhaite corriger que les déphasages entre les canaux, on peut donc simplifier l'équation (4-4) de la manière suivante :

$$\begin{aligned}\varphi_{correction}[k] &= \varphi_{consigne}[k] - \varphi_{mesuré}[k] + \varphi_{correction}[k-1] \\ \varphi_{correction}[k] &= \sum_{i=0}^{i=k} (\varphi_{consigne}[i] - \varphi_{mesuré}[i])\end{aligned}\quad (4-5)$$

C'est la caractéristique d'un intégrateur. La boucle de rétroaction est schématisée sur la Figure 4-4. On voit aussi apparaître deux échantillonneurs convertisseurs analogique/numérique. Le premier convertisseur analogique/numérique est au niveau de l'électronique de la caméra. Le second convertisseur numérique/analogique est réalisé à l'aide d'une carte qui permet de piloter les modulateurs de phase de chaque canal. La phase $\varphi_s(t)$ est constante sur l'intervalle $[kT_e, (k+1)T_e]$. Ces deux échantillonneurs sont donc des bloqueurs d'ordre 0 [54]. Ils vont avoir un impact sur les composantes spectrales de la grandeur $\varphi_s(\nu)$. On peut donc s'attendre à des perturbations du spectre de $\varphi_s(t)$ à tous les multiples de $1/T_e$ [59]. Ces perturbations sont notamment dues au repliement de spectre ou aliasing, car aucun signal n'a de représentation spectrale de support rigoureusement borné. Ces effets peuvent être amoindris par l'ajout de filtre anti-repliement. Ceci n'a pas été étudié dans cette thèse.

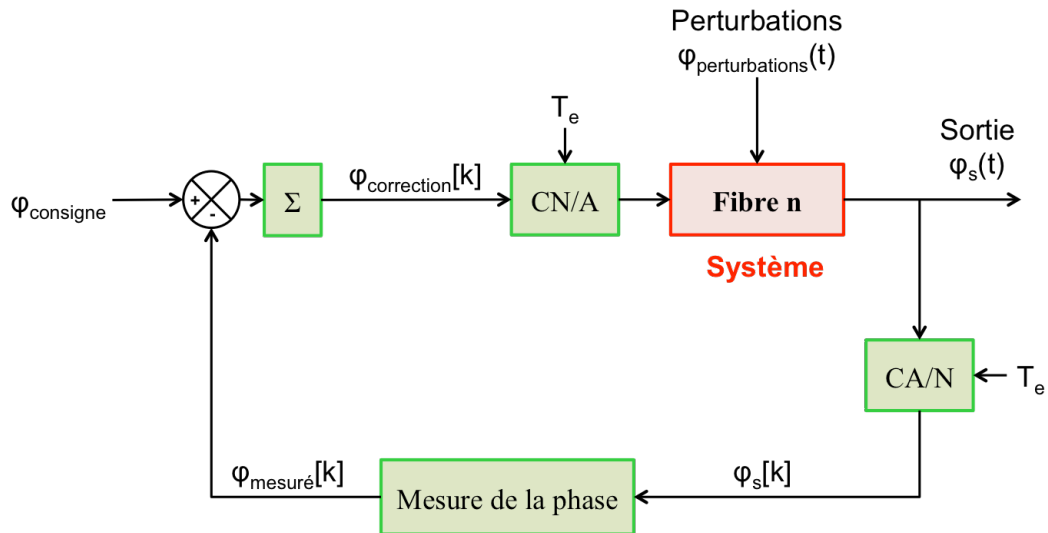


Figure 4-4 : Schéma de la boucle de rétroaction de la phase de la fibre n dans le cas d'une référence commune. CA/N est un Convertisseur Analogique Numérique qui échantillonne à $1/T_e$ et CN/A est un Convertisseur Numérique Analogique qui échantillonne à $1/T_e$.

La boucle de rétroaction par référence commune permet un traitement parallèle du calcul de la correction de tous les canaux. Les corrections étant indépendantes les unes des autres, si la mesure d'une phase est erronée, aucune propagation d'erreur n'est possible. Le principe de notre algorithme peut se résumer de la manière suivante : mesure de la phase d'une fibre bien identifiée, puis soustraction de cette phase à l'aide d'un modulateur de phase. La correction exacte à appliquer sur chaque fibre est donc calculée à chaque pas de temps. L'algorithme de correction de phase converge donc absolument et son temps de convergence est fixé par le temps entre la mesure et l'application de la correction.

Par ce point, cet algorithme diffère notablement des techniques de mise en phase actives de type SPGD, par exemple. Dans le cas de l'utilisation d'un algorithme de type SPGD pour le contrôle de la phase de N fibres, le temps de convergence de l'algorithme augmente avec le nombre de fibres. Dans les estimations les plus favorables, il est proportionnel à $N^{1/2}$ [37].

1.2. Synchronisation

Dans la partie précédente, nous nous sommes intéressés à l'algorithme permettant le calcul d'une correction des perturbations. Nous allons maintenant détailler son implémentation en tant qu'algorithme de contrôle temps réel compatible avec le fonctionnement kHz.

La Figure 4-5 présente les différentes étapes de la boucle de rétroaction permettant le contrôle de la phase. La fréquence d'échantillonnage $1/T_e$ correspond à la fréquence d'acquisition des images et aussi à la fréquence d'application d'une correction. Cet algorithme nécessite une caméra dite rapide ayant une bande supérieure au kHz. L'un des points critiques de cet algorithme est de s'assurer qu'à chaque cycle l'ordre des différentes actions (acquisition, calcul et correction) est conservé. Il faut aussi s'assurer qu'aucune image n'est enregistrée pendant l'application d'une correction et qu'entre deux images successives la correction a bien été mise à jour. C'est donc l'acquisition d'une image qui pilote l'ensemble des actions qui suivent : calcul et application de la correction. La fréquence d'acquisition des images de la caméra doit donc être réglée de sorte que le calcul de la correction soit réalisé entre deux images.

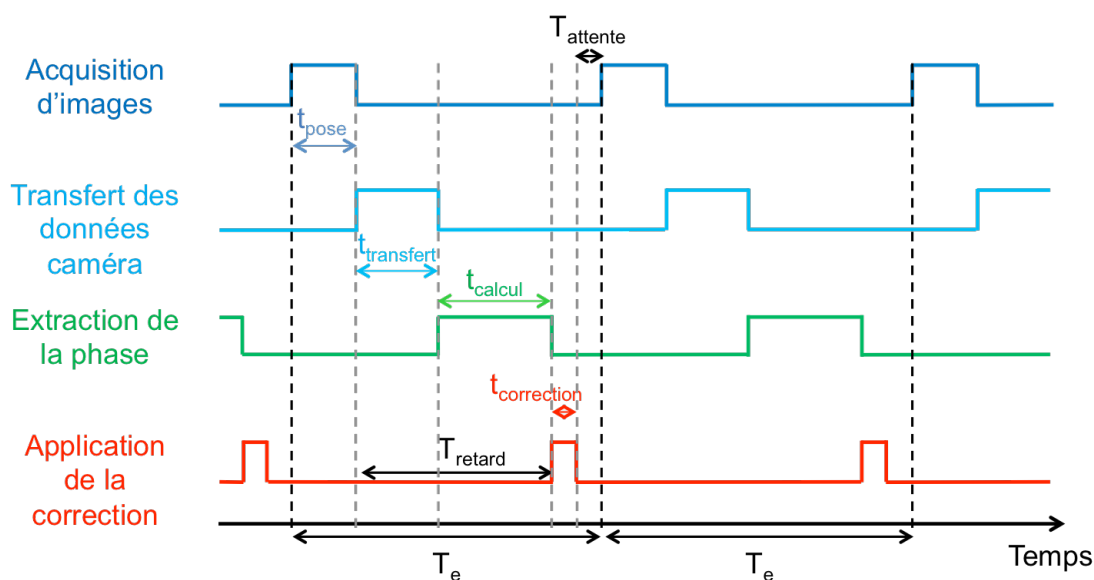


Figure 4-5 : Diagramme séquentiel des différentes étapes de l'algorithme.

Commençons par nous intéresser à la synchronisation de la caméra. L'acquisition d'une image peut se décomposer en deux temps : l'acquisition d'une image pendant un temps de pose t_{pose} , puis le transfert des données de ces images à la carte d'acquisition pendant un temps $t_{transfert}$. Ce temps comprend le temps de lecture par le circuit de lecture de la caméra de

l'image puis le temps de transfert à la carte. Certaines caméras fonctionnent uniquement dans le mode « Integrate Then Read » alors que d'autres possèdent un mode « Integrate While Read ». Dans le premier cas, aucune image ne peut être prise avant que le transfert de l'image précédente n'ait été terminé. Dans le second cas, le transfert des images et leur acquisition sont réalisés simultanément. La plupart des caméras rapides utilisent le second mode de transfert afin d'augmenter leur cadence. Par exemple, considérons la caméra InGaAs Hamamatsu C10854, qui sera utilisée par la suite. Son plus petit temps de pose t_{pose} est de 32 μ s. On a donc une acquisition d'images possible à 31,25kHz, ce qui est annoncé par le fabricant. Cependant, son temps de transfert $t_{transfert}$ est de 49 μ s. La fréquence de transfert des images est donc au mieux de 20,4kHz. Dans ce cas, la caméra est en mode « Integrate While Read ». On a donc un décalage progressif du retard temporel entre le temps d'acquisition et le temps d'arrivée de l'image à la carte d'acquisition. Cette situation n'est possible que dans le cas de l'enregistrement d'un nombre limité d'images dans le temps. En utilisation continue de la caméra, on a donc une fréquence d'acquisition maximale de 20,4kHz. Or l'algorithme proposé demande un traitement séquentiel entre l'acquisition d'une image et l'application d'une correction. Il faut donc se placer explicitement dans le mode « Integrate Then Read ». Dans le cas de notre exemple, la plus grande fréquence possible d'acquisition des images est donc de 12kHz.

Une fois l'image acquise, la correction doit être calculée. Le temps de calcul de cette correction dépend du nombre de fibres combinées, de la précision visée, du nombre de pixels de la caméra, comme détaillé au paragraphe 2 du chapitre 2. Ce temps de calcul t_{calcul} va aussi dépendre de la parallélisation ou non de l'algorithme utilisé.

La correction est ensuite appliquée avec un retard $T_{retard}=t_{transfert}+t_{calcul}$ par rapport à la fin de l'acquisition de l'image. On note $t_{correction}$ le temps d'application des corrections de tous les modulateurs de phase individuels. Il existe ensuite un temps $T_{attente}$ entre la fin de l'application de la correction et l'acquisition d'une nouvelle image. Dans l'idéal, ce temps devra être réduit à zéro. En pratique, il nous permet de réduire les phénomènes de gigue temporelle de la boucle de rétroaction et de nous assurer qu'aucune image n'est prise avant l'application de toutes les corrections. Une gigue temporelle correspond aux variations de temps de réalisation d'une boucle à l'autre. Dans notre cas, elle provient principalement de la gigue du temps de calcul t_{calcul} .

2. Réalisation expérimentale d'un contrôle de la phase au kHz

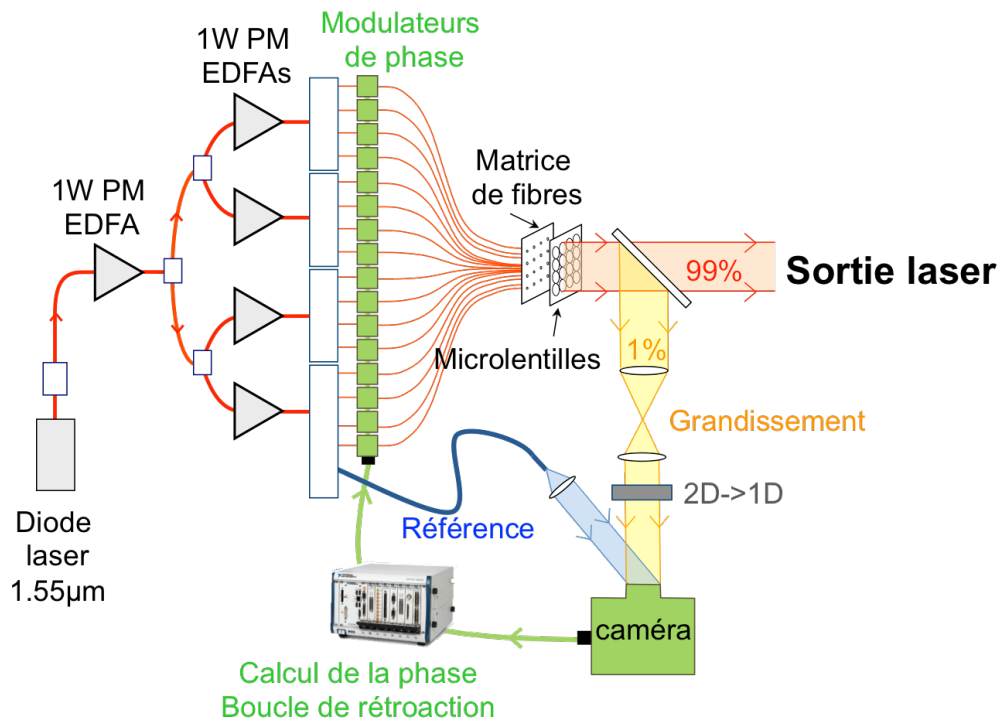


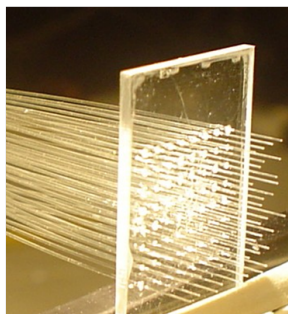
Figure 4-6 : Schéma du montage de la combinaison cohérente de 16 fibres au kHz avec des modulateurs de phase rapides individuels.

Le but de ce paragraphe est de présenter une réalisation expérimentale de la combinaison active de 16 fibres, arrangées dans un carré de quatre par quatre. La Figure 4-6 présente le schéma du montage expérimental réalisé. Nous allons maintenant décrire chaque ensemble du montage : la source laser, le toron de fibres et la boucle de contrôle de la phase.

2.1. La source laser

L'oscillateur maître est une diode DFB fibrée émettant à 1,55 µm. La puissance en sortie du laser maître est amplifiée une première fois jusqu'à 1 W par un amplificateur Erbium fibré à maintien de polarisation (Polarization Maintaining Erbium-Doped Amplifier - PM-EDFA). La puissance en sortie de cet amplificateur est alors divisée en quatre à l'aide de trois coupleurs. Chacune des quatre voies est ensuite amplifiée à l'aide d'un amplificateur PM-EDFA. Puis la puissance en sortie des quatre voies est de nouveau divisée en quatre à l'aide de coupleurs un vers seize dont on n'utilise que quatre sorties. In fine, on a un toron de 16 fibres à maintien de polarisation (PM) passives de type PANDA. En sortie de l'un de ces quatre amplificateurs, on utilise une cinquième sortie. Celle-ci nous sert d'onde de référence. De cette manière, l'onde plane de référence créée a le plus d'histoire commune possible avec les 16 fibres mises en phase. On ne corrige ainsi que les déphasages entre les fibres sans corriger un piston de phase global dû au premier amplificateur par exemple.

2.2. Le toron de fibres



Fibres insérées

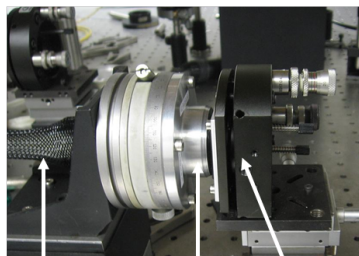
Fibres Monture
Fibres LentillesCoupleur
1 vers 16 Ampli 1W

Figure 4-7 : Photos du montage expérimental du toron de 64 fibres et des quatre amplificateurs PM-EDFAs.

La sortie de chacune de ces 16 fibres est positionnée dans une plaque de polyméthacrylate de méthyle (PMMA). La réalisation de cette pièce a été effectuée lors de la thèse de Cindy Bellanger [5]. Le toron de fibres était composé de 64 fibres ayant un arrangement carré de 8 par 8 (Figure 4-7). Les fibres ont été insérées dans les trous de la plaque de PMMA, puis leur polarisation a été orientée au degré près, enfin elles ont été collées. Après découpe des fibres qui dépassaient de la plaque, la surface d'ensemble a été polie. Les fibres sont espacées de 1,5mm avec un positionnement latéral à $1\mu\text{m}$ près. Le toron de fibres est collimaté par un réseau de microlentilles. Les microlentilles sont espacées de 1.5mm à $1\mu\text{m}$ près et ont une longueur focale de 5,7mm. Elles sont traitées antireflet à $1,55\mu\text{m}$. L'ensemble {fibres + lentilles} a été caractérisé par Cindy Bellanger [56]. L'ensemble possède une erreur de pointé moyenne de 0,1mrad et l'erreur maximale est de 0,3mrad. De ce toron de 64 fibres nous n'utiliserons que les 16 fibres centrales. On considère donc la combinaison cohérente de 16 fibres dans un arrangement carré de 4 par 4.

2.3. Acquisition d'une image

2.3.1. Caméra

Afin de réaliser un contrôle de la phase au kHz, nous avons fait l'acquisition d'une caméra InGaAs ayant une fréquence d'acquisition supérieure au kHz. Au début de ma thèse, ce type de caméra n'existait que sous forme de barrette, donc une caméra à une dimension pour ce domaine de longueur d'onde. On peut maintenant trouver des caméras 2D à $1,55\mu\text{m}$ ayant une bande passante de dépassant le kHz [60]. La caméra utilisée dans le montage expérimental est une barrette InGaAs commercialisée par Hamamatsu. Elle possède 1024 pixels en ligne de taille $25\mu\text{m}$ en largeur et de $100\mu\text{m}$ en hauteur. Comme discuté au paragraphe 1 de ce chapitre, sa fréquence maximale d'acquisition d'images en mode « Integrate Then Read » est de 12kHz. Sa dynamique est de 16 bits.

2.3.2. Passage 2D vers 1D

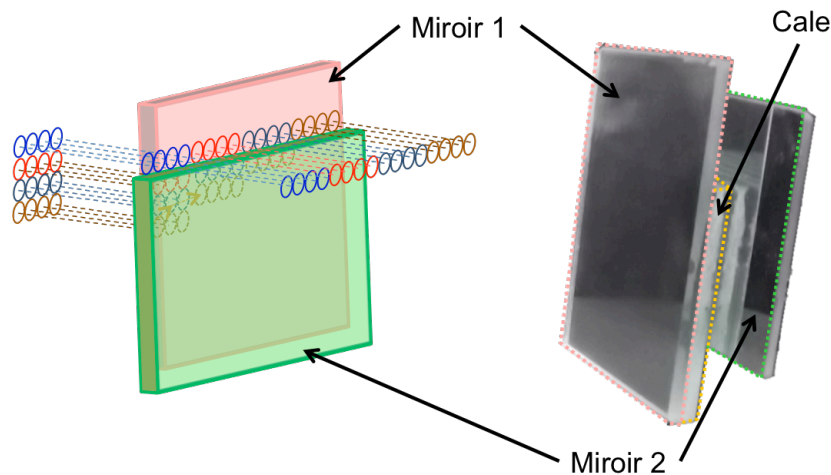


Figure 4-8 : Principe du dispositif à deux miroirs permettant le passage 2D vers 1D et photo de la réalisation.

Étant donné que l'arrangement de notre toron de fibres est un arrangement carré 2D de quatre par quatre, il faut ajouter sur la voie de mesure un composant optique qui permette de transformer une matrice de quatre par quatre en une ligne de un par seize. Le système utilisé pour réarranger les faisceaux issus des fibres est composé de deux miroirs et repose sur le principe décrit dans la référence [61] et présenté sur la Figure 4-8. Les deux miroirs sont parallèles et inclinés. La ligne supérieure de l'arrangement carré ne rencontre pas les miroirs. Les autres lignes sont déplacées horizontalement et verticalement afin que les 16 faisceaux soient en ligne en sortie du dispositif. Une cale entre les deux miroirs vient assurer leur parallélisme et leur espacement. Ce dispositif est placé au plus près de la caméra après le système d'imagerie pour minimiser l'impact du parallélisme imparfait des deux miroirs. L'utilisation de ce dispositif introduit des déphasages entre les différentes lignes de notre arrangement à deux dimensions. Ces déphasages n'existent que sur la voie de mesure. Ils sont corrigés par des ajustements des valeurs de consigne pour chaque fibre dans notre algorithme. Ces valeurs de consignes représentent les biais de mesure de phase entre les fibres.

En sortie de ce dispositif de réarrangement, les 16 fibres en ligne interfèrent avec une onde plane commune afin de créer 16 interlets dont on va ensuite extraire la phase. La Figure 4-9 présente un signal typique enregistré par notre caméra. Dans cette première configuration, le nombre de pixels par fibre est de 60 et le pas des franges est de 15 pixels. Cette configuration correspond à un grandissement de 1 entre le toron de 16 fibres et la caméra. Dans ce cas, les 1024 pixels de la caméra sont utilisés. Les différences d'intensité entre les franges proviennent des modulateurs de phase utilisés, comme cela sera explicité par la suite.

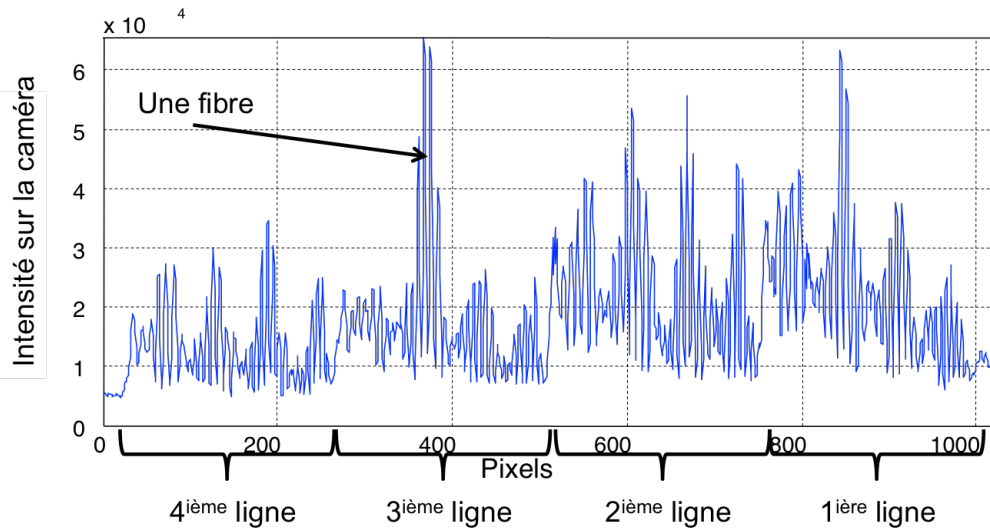


Figure 4-9 : Signal typique des 16 fibres en sortie de la caméra.

2.4. Calcul de la correction

L'ensemble de la boucle de rétraction est réalisé à l'aide d'un ordinateur dédié au temps réel dans lequel se situe la carte d'acquisition de la caméra ainsi qu'une carte de génération de tensions $\pm 10V$ permettant de piloter seize modulateurs de phase simultanément. Cet ordinateur est relié par un câble réseau à un ordinateur de programmation. Ce second ordinateur envoie le code compilé au système temps réel et permet d'afficher certaines données qui lui sont transmises par l'ordinateur temps réel via le câble réseau.

Le langage de programmation choisi pour piloter notre ordinateur dédié est Labview Temps réel. Son utilisation permet de simplifier l'évolution et l'étude de l'algorithme de contrôle. Cependant, son compilateur n'étant pas parfaitement optimisé, notre boucle de rétroaction expérimentale est limitée à 1kHz par le temps de calcul Labview dans le cas où le grandissement entre le toron de fibres et la caméra est de 1. En effet, on a vu que le temps de calcul dépend du nombre de pixels utilisés. Dans le cas d'un grandissement de 1, on utilise les 1024 pixels de la caméra. On est donc dans le cas le plus critique. Par la suite, on aura donc la fréquence d'échantillonnage de notre contrôle de la phase fixée à 1kHz, uniquement limitée par le compilateur Labview. Si le contrôle avait été réalisé par un FPGA, on aurait pu s'attendre à atteindre des vitesses de boucle de l'ordre de la dizaine de kilohertz.

2.5. Modulateurs de phase rapides

Intéressons-nous maintenant aux modulateurs de phase individuels rapides. Il faut que leur bande passante soit supérieure au kHz, si possible multicanaux, pour gagner en compacité et pilotables entre $\pm 10V$ pour être en accord avec la carte de génération de tension utilisé.

Les précédents modulateurs de phase développés pour la mise en phase de 64 fibres [33] étaient des céramiques électro-optiques en PLZT (formule $(PbLa)(ZrTi)O_3$) à quatre canaux. Leur principe de fonctionnement était basé sur l'effet Kerr. Leur temps de réponse était compris entre $1\mu s$ et $10\mu s$. Cependant, un déphasage de 2π était obtenu avec une

3. Résultats expérimentaux

variation de tension de 240V [33]. Des amplificateurs de tension devaient donc être utilisés pour les piloter. Or les amplificateurs disponibles ont une bande passante de 20Hz.

Nous avons fait l'acquisition de 16 modulateurs d'atténuation d'intensité (Variable Optical Attenuation modulators – VOA), commercialisés par Kotura. Ce sont en réalité des modulateurs d'amplitude commandés en courant. Cependant, nous avons exploité la variation de phase associée à leur variation d'amplitude. Pour obtenir une variation de phase, nous les avons donc piloté en tension. Un déphasage de 2π à $1,55\mu\text{m}$ est obtenu sur une excursion de moins de 3V et correspond à une atténuation de 2dB. La Figure 4-10 présente les caractéristiques mesurées dans nos conditions expérimentales en termes de déphasage et d'atténuation d'un de ces modulateurs. Leur temps de réponse est compris entre $1\mu\text{s}$ et $2\mu\text{s}$, ce qui est amplement suffisant pour notre application. Le déphasage $\delta\varphi$ induit par le modulateur est une fonction puissance de la tension appliquée à ses bornes : $\delta\varphi = a V^p$. Chaque modulateur a été caractérisé et les variables a et p ont été déterminées. La courbe rouge de la Figure 4-10 présente la fonction puissance calculée correspondant aux mesures expérimentales en bleu. Cette fonction est ensuite inversée et tabulée afin de calculer rapidement la correction en tension à appliquer à chaque modulateur en fonction de la correction de phase calculée.

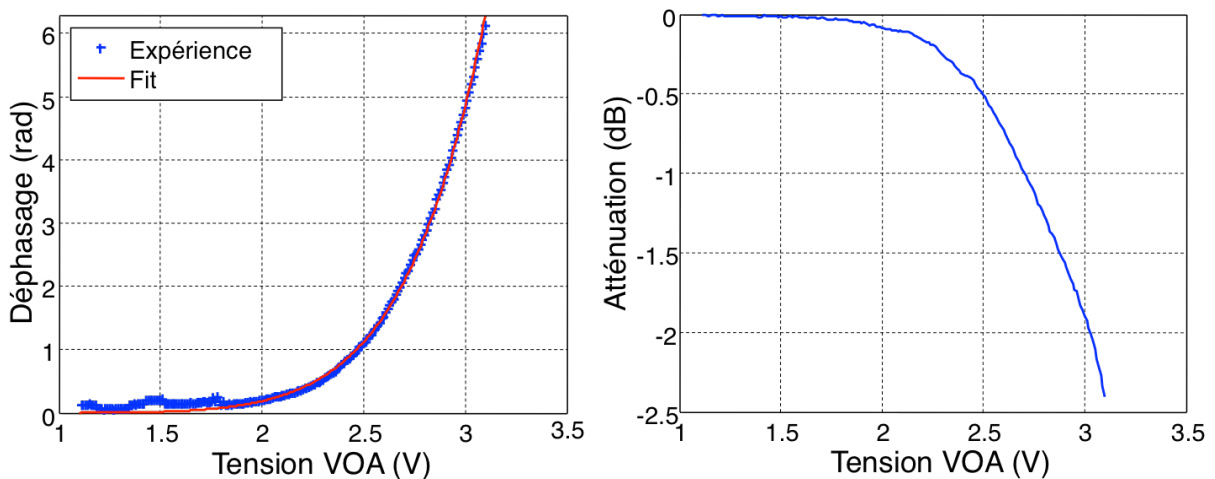


Figure 4-10 : Caractéristiques d'un des 16 modulateurs de phase individuels Kotura.

Afin d'éviter de trop nombreux sauts de tension dans le cas des retours à 2π , on utilise le modulateur sur une plage un peu plus grande c'est-à-dire $2\pi(1+\epsilon)$, ϵ étant un nombre petit typiquement égal à 0,1. Cette plus grande plage permet d'éviter les oscillations entre 2π et 0 qui correspondent à des variations de tension importantes sur le modulateur. Cela permet de gagner en stabilité sur la correction de phase.

3. Résultats expérimentaux

On rappelle que le grandissement entre la sortie du toron de fibres et la caméra est de 1. On a donc 60 pixels par fibre sur la caméra. On fixe le pas des franges des interlets à

15 pixels par frange. La fréquence d'échantillonnage est limitée à 1kHz. La combinaison cohérente des seize fibres est caractérisée en champ lointain. Pour ce faire, on regarde au foyer d'une lentille de 1m de longueur focale.

3.1. Efficacité de la combinaison

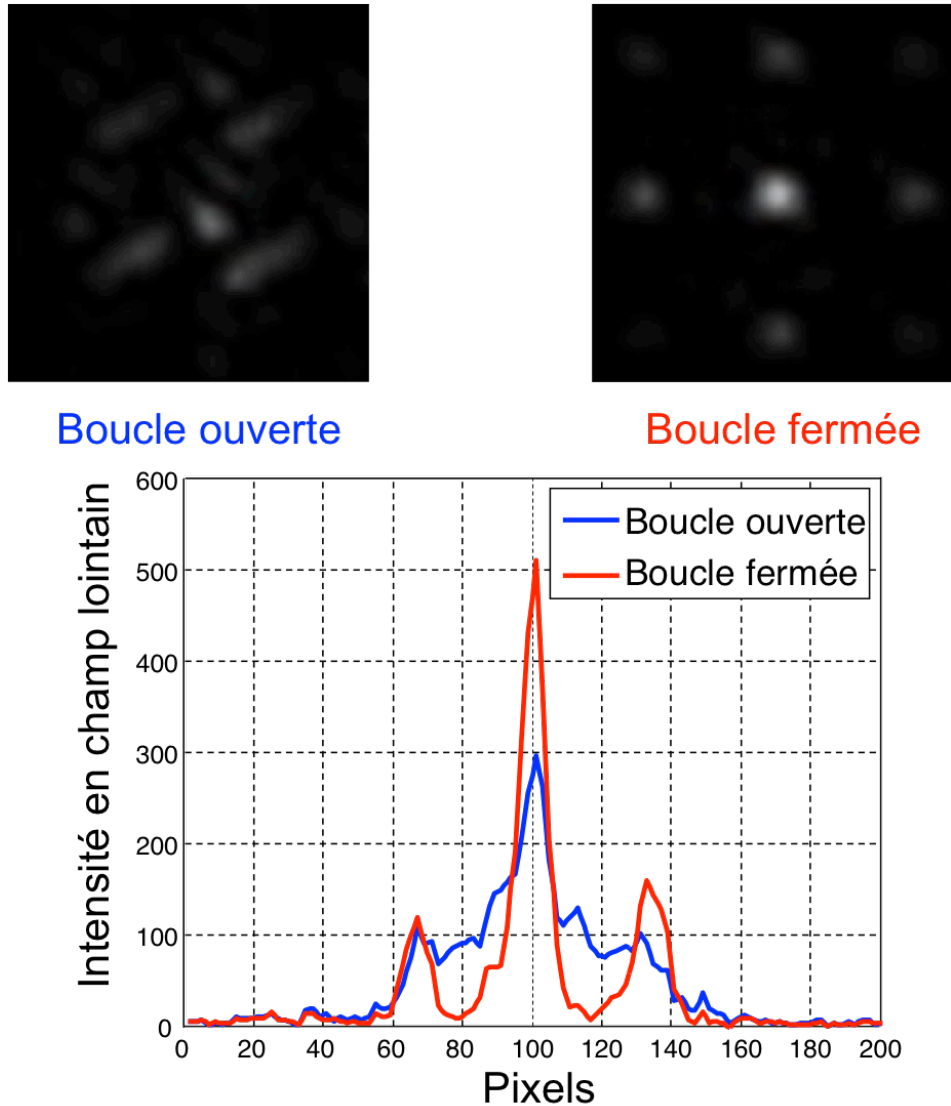


Figure 4-11 : Figure d'interférences observée en champ lointain en boucle ouverte (haut à gauche) et en boucle fermée (haut à droite). En boucle ouverte, on observe une figure de speckle qui bouge dans le temps. En boucle fermée, on obtient la figure d'interférences constructives stables de 16 fibres. En bas, la figure d'interférence moyennée en champ lointain en boucle ouverte et en boucle fermée.

La Figure 4-11 présente le champ lointain en boucle ouverte et en boucle fermée de la combinaison cohérente de 16 fibres disposées dans un carré de quatre par quatre. A gauche, la boucle de rétroaction de la phase n'est pas fermée. On observe une figure de speckles qui évolue dans le temps. En boucle fermée à droite, on observe la combinaison cohérente de 16 fibres, avec les quatre satellites caractéristiques de l'arrangement carré.

3.1.1. Efficacité

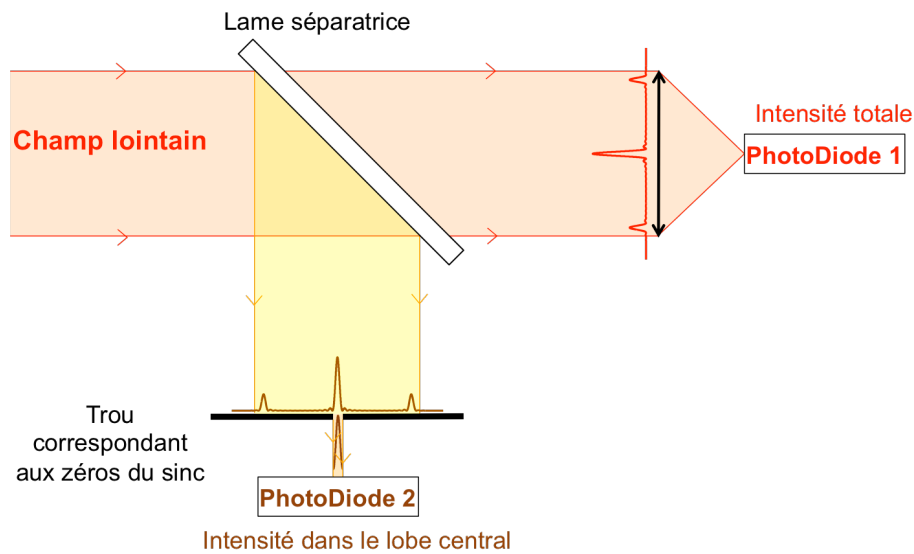


Figure 4-12 : Principe de la mesure de l'efficacité de combinaison.

Afin de caractériser plus précisément la combinaison cohérente, nous avons évalué l'efficacité E de la combinaison, le ratio de la puissance dans le lobe central divisée par l'intensité totale définie comme la puissance totale en sortie du toron. La Figure 4-12 présente le montage permettant de mesurer l'efficacité de combinaison du montage.

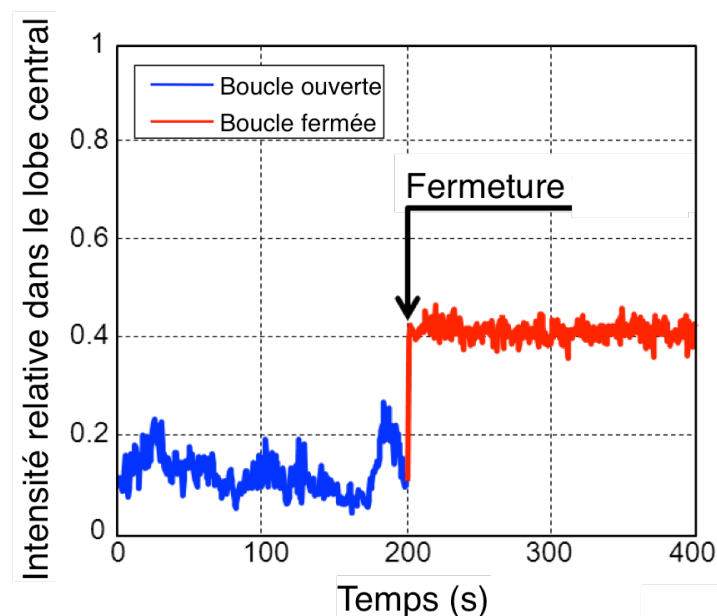


Figure 4-13 : Mesure de l'efficacité de la combinaison de 16 fibres en boucle ouverte (en bleu) et en boucle fermée (en rouge).

Compte tenu de nos conditions expérimentales, espacement des fibres, taux de remplissage, le calcul nous permet de déterminer les caractéristiques de la figure d'interférences obtenue au foyer d'une lentille de 1m de longueur focale. Ainsi, la distance entre les deux premiers zéros du sinus cardinal du lobe est de $516\mu\text{m}$. Nous avons ainsi utilisé

un trou de diamètre $400\mu\text{m}$ afin de circonscrire le lobe central quand la correction est parfaite. Une photodiode mesure la puissance derrière ce trou et une seconde mesure l'intensité totale du champ lointain. Les signaux issus des deux photodiodes sont enregistrés sur un oscilloscope à une fréquence d'échantillonnage de 20kHz pendant 200s , en boucle ouverte et en boucle fermée. Cette fréquence d'échantillonnage est 20 fois supérieure à la vitesse de notre boucle d'asservissement, ce qui permet d'observer des phénomènes qui apparaissent au-delà de la vitesse de notre boucle. Le temps relativement long de mesure permet aussi de regarder les effets de notre asservissement à basses fréquences.

La Figure 4-13 présente les résultats expérimentaux obtenus en boucle ouverte en bleu et en boucle fermée en rouge. En boucle fermée, on mesure une efficacité de 42% en moyenne. L'efficacité de combinaison théorique compte tenu de la configuration des faisceaux issus des fibres collimatées en champ proche est de 50%. Nous atteignons donc 84% de l'efficacité théorique avec notre méthode de mise en phase par mesure interférométrique.

3.1.2. Bruit d'amplitude

On déduit des mesures précédentes, la densité spectrale de puissance (Power Spectral Density-PSD) de l'intensité dans le lobe central du laser. La Figure 4-14 présente les résultats obtenus. La PSD du bruit d'amplitude prend en compte les variations de phase mais aussi les variations de la forme de la tâche centrale. Cette variation de forme de tâche centrale provient notamment des variations d'intensité en champ proche du toron de fibres à cause des modulateurs utilisés. En effet, une modulation d'intensité de 2dB atténue le rapport de Strehl de 10% [6].

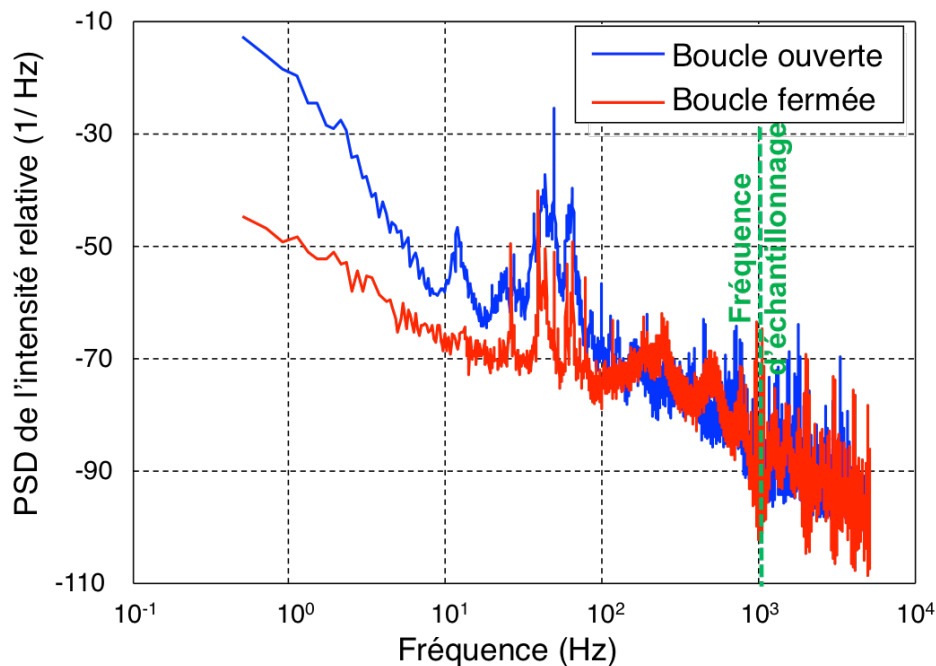


Figure 4-14 : Mesure de la densité spectrale de puissance du bruit d'amplitude du lobe central de la combinaison cohérente de 16 fibres en boucle ouverte (bleu) et en boucle fermée (rouge).

Les différents pics de la Figure 4-14, en boucle ouverte et en boucle fermée, ne sont pas situés à des fréquences caractéristiques du laser ou de l'environnement du laboratoire.

3.2. Mesure du bruit de phase

On a vu en introduction que l'efficacité de combinaison dépend de la méthode de recombinaison choisie et notamment des paramètres du toron de fibres. Dans cette thèse, on s'est principalement intéressé à la caractérisation de la boucle de rétroaction du contrôle de la phase indépendamment de la géométrie du toron de fibres. Afin de nous affranchir du paramètre de modification de la tâche centrale et de la géométrie du toron de fibres, nous allons maintenant nous intéresser uniquement aux erreurs de phase. Les éléments clés de la boucle de rétroaction assurant le contrôle de la phase sont la précision de la correction et sa bande passante. Pour évaluer ces deux grandeurs, nous allons mesurer les déphasages entre deux fibres. Afin de rester dans le cas général, nous sélectionnons deux fibres issues de deux amplificateurs PM-EDFA différents. En effet, le bruit à hautes fréquences provient principalement des amplificateurs [23]. Ces deux fibres sont choisies au centre du toron afin que leur bruit de phase comprenne aussi le bruit thermique dû aux fibres voisines. Compte tenu de ces considérations, on peut donc réaliser six combinaisons différentes sur nos seize fibres. Les résultats sont comparables sur ces six cas. On peut noter que le contrôle de la phase est toujours effectué sur seize fibres afin qu'il ne soit pas affecté par cette mesure.

3.2.1. Erreur de phase résiduelle

Pour connaître le déphasage entre deux fibres, on commence par les sélectionner en champ proche. Puis on mesure leur déphasage en champ lointain. La Figure 4-15 présente le dispositif expérimental permettant la mesure du déphasage entre les fibres.

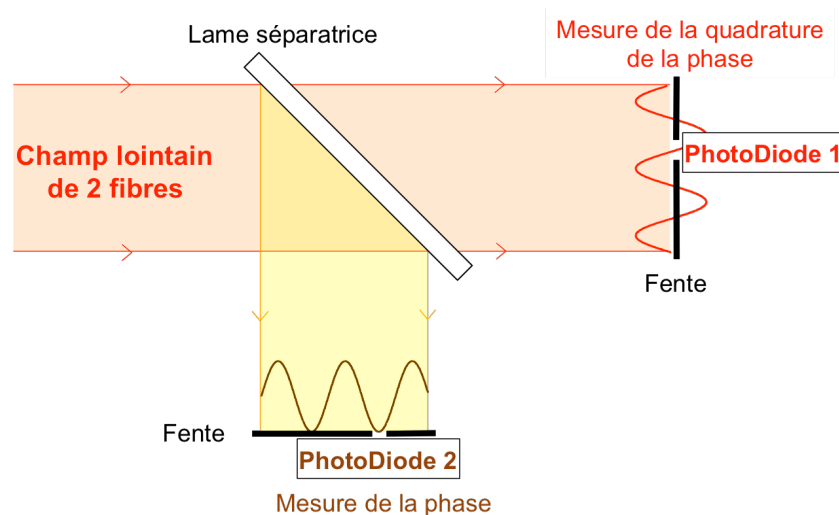


Figure 4-15 : Principe de la mesure du déphasage entre deux fibres.

A l'aide de deux photodiodes recouverte chacune d'une fente, on mesure le déphasage entre deux fibres et sa quadrature. Pour cela, une lame semi-réfléchissante sépare le faisceau issu des deux fibres en deux voies et, à l'aide de deux fentes et de deux photodiodes, on mesure la phase et sa quadrature à 20kHz pendant 200s. Ces valeurs sont choisies pour les

mêmes raisons que pour la mesure de l'intensité dans le lobe central. On recalcule ensuite le déphasage entre les deux fibres.

Des mesures de déphasages à 20kHz pendant 200s, on déduit l'erreur de phase entre les deux fibres. On mesure une erreur de phase résiduelle de $\lambda/60\text{rms}$. Ce résultat est très satisfaisant. En effet, cette valeur est inférieure à $\lambda/10\text{rms}$, nécessaire pour la combinaison cohérente [51]. Elle correspond à la valeur minimale que sont capables de corriger nos modulateurs compte tenu du générateur de tension qui les pilote. En effet, la carte de conversion numérique/analogique utilisée a une précision de contrôle de tension de $\pm 10\text{mV}$, ce qui correspond dans le pire des cas à un déphasage de $\pm \lambda/60$ sur le modulateur utilisé. On peut donc en déduire que l'élément limitant de notre boucle de rétroaction est la précision de notre correcteur de phase. Notre algorithme de mesure de phase a donc une précision meilleure que $\lambda/60$. Le nombre de références M dans notre bibliothèque utilisée pour calculer la phase a été fixé à 80, ce qui nous fait une mesure de phase précise à $\lambda/80$ (voir paragraphe 2 chapitre 2).

3.2.2. Bande passante

Ces mêmes mesures permettent aussi d'extraire la bande passante de notre boucle de rétroaction. Pour cela, on mesure le déphasage entre deux fibres en boucle ouverte et en boucle fermée. On calcule ensuite la densité spectrale de puissance du bruit de phase entre les deux amplificateurs en boucle ouverte et en boucle fermée. La bande passante d'une boucle de rétroaction est la fréquence à laquelle se croisent la PSD du bruit de phase en boucle ouverte et celle en boucle fermée. La Figure 4-16 présente nos résultats expérimentaux. On mesure une bande passante de 450Hz. La fréquence de Nyquist est la plus haute bande passante atteignable par une boucle de rétroaction. Cette fréquence correspond à la moitié de la fréquence d'échantillonnage de la boucle de rétroaction. Dans le cas expérimental présenté, notre fréquence d'échantillonnage est de 1kHz. La fréquence de Nyquist est donc de 500Hz. Pour conclure, notre bande passante mesurée est très proche de la fréquence de Nyquist. Ce résultat est très satisfaisant et valide la technique de contrôle de la phase mise en place.

Analysons maintenant plus en détail ces courbes. Commençons par étudier le cas de la boucle ouverte. Pour des fréquences supérieures à 1Hz, la pente de la courbe de bruit est d'environ -20dB/décade. Pour des fréquences inférieures à 1Hz, la pente de la courbe de bruit est plus proche de -40dB/décade. On peut donc en conclure qu'aux basses fréquences il existe une source de bruit supplémentaire par rapport aux hautes fréquences. Cette source de bruit est principalement de type environnemental, essentiellement thermique. Elle va se retrouver sur le bruit en boucle fermée. Intéressons-nous maintenant au bruit en boucle fermée. Pour rappel, la boucle de rétroaction permettant le contrôle de la phase comprend un intégrateur (paragraphe 1.1 de ce chapitre). L'effet d'un intégrateur sur le bruit est de diminuer le bruit de 20dB par décade à basses fréquences. Ce phénomène est parfaitement apparent sur la Figure 4-16. Pour des fréquences comprises entre 1Hz environ et la bande passante, on observe un plateau sur le bruit de phase. On note par ailleurs une remontée pour des fréquences inférieures à 1Hz sur le bruit en boucle fermée due à la pente de -40dB/décade du bruit en

4. Conclusion

boucle ouverte. Aux hautes fréquences, on observe des chutes de bruits à 1kHz, 2kHz, 3kHz, 4kHz et 5kHz, c'est-à-dire aux multiples de la fréquence d'échantillonnage. C'est un phénomène d'aliasing aussi appelé repliement de spectre. Il a été observé dans d'autres domaines où un asservissement est mis en place [59], [62]. Cet effet est dû à notre fréquence d'échantillonnage $1/T_e$. Les composantes spectrales de notre mesure de phase $\varphi_{\text{mesuré}}$ autour des fréquences multiples de $1/T_e$ sont reportées à de plus basses fréquences. Par ailleurs, comme on mesure la phase à $1/T_e$, on corrige parfaitement les bruits à cette fréquence et ses multiples, ce qui explique la chute de bruit.

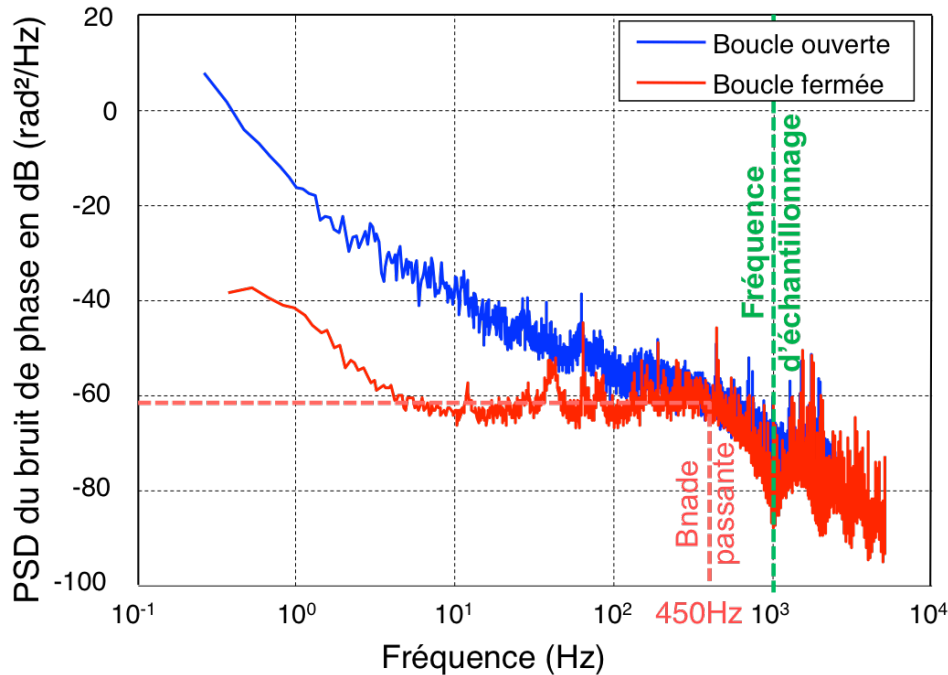


Figure 4-16 : Mesure de la densité spectrale de puissance du bruit de phase entre deux amplificateurs en boucle ouverte (en bleu) ou en boucle fermée (en rouge).

4. Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté la combinaison cohérente de fibres à l'aide de modulateurs de phase rapides et individuels. Cette mise en phase de type actif a nécessité la mise en place d'une boucle de rétroaction du contrôle de la phase. L'algorithme de contrôle permet une mesure de la phase, le calcul de la correction et l'application de cette correction à la fréquence d'échantillonnage à une cadence temps réel. Basé sur une mesure de phase par technique interférométrique, il est compatible avec l'utilisation d'une référence commune. Le contrôle de la phase est donc assuré par une mesure collective de la phase de chaque fibre suivie d'une correction individuelle par canal amplificateur.

La validation de ce concept a été réalisée avec la combinaison cohérente de 16 fibres à l'aide d'une boucle de rétroaction ayant une fréquence d'échantillonnage de 1kHz. La fréquence d'échantillonnage de 1kHz est limitée par le compilateur Labview utilisé pour implémenter l'algorithme. Une efficacité de combinaison de 42% a été mesurée pour une efficacité théorique de 50%. L'efficacité de combinaison théorique dépend du type de

recombinaison utilisée. En effet, si on réalise une combinaison cohérente en champ lointain avec un arrangement hexagonal avec un taux de remplissage de 77%, l'efficacité de combinaison monte à 64%. Dans cette configuration, elle peut atteindre les 70% en complétant la pupille en champ proche [5]. Si on utilise un composant DOE (Diffractive Optical Element), les lobes de réseaux disparaissent. Un élément DOE permet d'atteindre une efficacité de combinaison proche de 90% [63].

Afin de ne mesurer que la précision de notre boucle de rétroaction, nous avons dans un deuxième temps mesuré l'erreur de phase entre deux fibres de deux amplificateurs différents. L'erreur résiduelle de phase est de $\lambda/60\text{rms}$. La mesure de la densité spectrale de puissance du bruit de phase résiduelle en boucle ouverte et en boucle fermée a permis d'évaluer la bande passante de la boucle de rétroaction, mesurée à 450Hz.

Les résultats présentés dans ce chapitre ont été réalisés avec une mesure de phase interférométrique utilisant une référence commune. On peut noter que ce montage peut très bien être adapté pour utiliser une mesure de phase auto-référencée. Pour cela, on rappelle qu'un réseau doit être placé devant la caméra. De plus, une étape de reconstruction de la phase doit être ajoutée pour calculer la correction. En effet, dans le cas avec référence commune, le canal ayant une erreur de mesure ne sera pas convenablement corrigé et il n'existe aucun moyen pour rattraper cette erreur. A contrario, dans le cas d'une mesure de phase auto-référencée, du fait de la reconstruction de la phase, l'information de correction pour un canal est redondante, ce qui apporte de la robustesse au calcul de la correction dans le cas d'un grand nombre de fibres. Cependant, dans le cas d'un petit nombre de fibres, où il n'y aurait pas assez de redondance d'informations (trop de fibres sur les bords), la propagation de l'erreur due à l'intrication de l'information serait plus importante. Un inconvénient est par ailleurs que le calcul de la correction ne peut pas être totalement parallélisé étant donné que toutes les mesures issues des interlets sont nécessaires au calcul de la correction pour une seule fibre. Entre ces deux boucles de rétroaction, on a donc un compromis à faire entre la parallélisation du calcul de la correction, la propagation ou non de l'erreur et la robustesse du calcul de la correction. Il faut quasiment deux fois plus de temps de calcul par fibre dans le cas auto-référencé par rapport au cas de la référence commune.

La technique de mise en phase active présentée dans ce chapitre permet une mesure collective de la phase. Du fait de cette mise en phase collective, on connaît exactement la correction à appliquer à chaque fibre à chaque pas de temps. Cet algorithme présente donc l'avantage de converger systématiquement et à chaque pas de temps. Il est de plus hautement parallélisable. Cette technique de mise en phase active est donc un excellent candidat pour la combinaison cohérente d'un grand nombre de fibres amplificatrices.

Nous allons donc maintenant vérifier cette hypothèse en testant la robustesse de notre montage dans des conditions comparables à celles d'un grand nombre de fibres. Cette étude sera aussi menée sur le cas de la combinaison cohérente par holographie numérique. En effet, dans ce cas, la mesure et la correction de la phase sont toutes deux collectives.

Dans le chapitre suivant, nous allons donc tester expérimentalement la robustesse des deux techniques de mesure de phase interférométriques présentées précédemment dans des

4. Conclusion

conditions expérimentales proches de celle d'un grand nombre de fibres. Pour cela, nous allons peu à peu diminuer le nombre de pixels utiles à la mesure et à la correction de la phase. En effet, plus le nombre de pixels par fibre nécessaire à la combinaison cohérente est petit, plus le nombre de fibres combinées sur une caméra de taille fixe peut être grand. Dans un deuxième temps, nous mettrons en perspective ces deux techniques de combinaison cohérente par mesure de phase interférométrique.

5. Vers un très grand nombre de fibres combinées

Nous avons présenté deux architectures de combinaison cohérente de fibres amplificatrices. Ces deux types de mise en phase reposent sur un enregistrement de la phase de chaque fibre à l'aide d'une mesure interférométrique. Cette technique présente l'avantage d'être une mesure collective de la phase de chaque fibre. Avec une seule image enregistrée par une caméra, la correction de la phase de chaque fibre peut être déterminée. La mesure de phase par méthode interférométrique semble donc être un très bon candidat pour la combinaison cohérente de plusieurs milliers de fibres [2]. La Figure 5-1 résume les différents choix d'architecture qui ont été faits dans cette thèse pour les deux montages réalisés respectivement dans les chapitres 3 et 4.

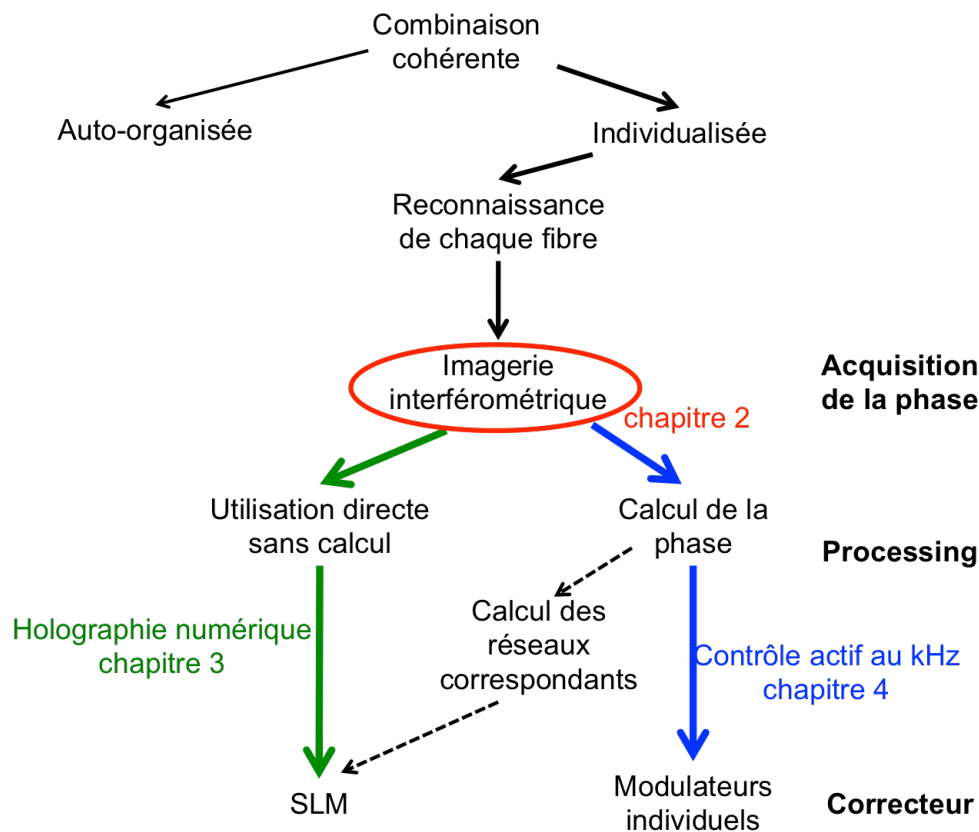


Figure 5-1 : Présentation de différentes architectures pour la combinaison cohérente.

L'une de ces architectures de mise en phase est de type passif, c'est-à-dire ne nécessitant aucun calcul de phase, comme cela a été montré dans le paragraphe 3.2 du chapitre 3. De plus, cette technique présente aussi l'avantage d'utiliser un correcteur de phase lui aussi collectif. Pour résumer, la combinaison cohérente par holographie permet une mesure collective de phase, ne nécessite potentiellement aucun calcul et le correcteur de phase est collectif. Pour évaluer sa pertinence dans le cas d'un très grand nombre de fibres, il faut tester sa robustesse en terme de précision de correction de phase dans des conditions expérimentales semblables au cas d'un grand nombre de fibres. En pratique, pour augmenter le nombre de fibres combinées avec cette technique, il faut augmenter le nombre de fibres

corrigées par un seul SLM et donc enregistrées par une seule caméra. Cela revient à diminuer le nombre de pixels par fibre pour chaque réseau de phase sur le SLM et aussi pour chaque interférogramme sur la caméra.

La seconde architecture présentée est une combinaison cohérente de type active avec une boucle de rétroaction assurant le contrôle de la phase. Le calcul de la correction de phase à appliquer est obtenu grâce à une mesure de phase par technique interférométrique. Pour augmenter le nombre de fibres combinées par cette technique, il faut comme dans le cas précédent augmenter le nombre d'interférogrammes de fibres enregistrés sur une seule image de caméra. Pour évaluer le facteur d'échelle de cette technique, il faut donc évaluer le nombre de pixels par fibre minimal nécessaire au calcul d'une correction.

Dans ce chapitre, nous allons donc commencer par décrire les effets induits par la pixellisation. Puis nous évaluerons le nombre de pixels minimal par fibre nécessaire à la mesure de la phase sur la caméra avec l'algorithme développé dans cette thèse. Puis nous nous intéresserons au nombre de pixels par fibre nécessaire sur le SLM pour assurer une bonne correction de phase. Enfin, nous comparerons les diverses techniques de mise en phase dans l'optique de la combinaison cohérente d'un très grand nombre de fibres.

1. Problématique de la pixellisation

1.1. Sur la caméra

Pour augmenter le nombre de fibres combinées avec une mesure interférométrique de phase, il faut augmenter le nombre d'interlets enregistrés sur une image par la caméra. Pour cela, il faut réduire le nombre de pixels utilisés par interlet, si on considère une caméra de taille finie. Ce nombre doit être le plus petit possible pour enregistrer le plus d'interlets mais doit être suffisamment grand pour permettre une mesure de phase meilleure que $\lambda/10\text{rms}$. On s'attend donc à avoir un compromis à faire entre le nombre de pixels par interlet et la précision de la correction de phase. Dans le cas d'une mesure de phase avec référence commune, le nombre de pixels par interlet correspond directement au nombre de pixels par fibre combinée. Dans le cas d'une mesure de phase auto-référencée, il existe grossièrement un facteur deux.

Afin de déterminer le plus petit nombre de pixels par fibre nécessaire à l'extraction de la phase et au calcul d'une correction, nous allons utiliser le montage expérimental présenté au paragraphe 2 du chapitre 4. On se place dans le cas d'une mesure interférométrique de phase avec référence commune. Notons que les résultats quant à la précision du calcul de la phase à partir d'un seul interlet ne dépendent pas de la méthode de référencement de la phase. Dans le cas de la référence commune, un interlet correspond à une fibre.

L'évaluation de la limite du nombre de pixels par fibre sur la caméra est réalisé avec le montage actif utilisant des modulateurs de phase individuels afin d'intégrer les erreurs de mesure dues à notre algorithme. Pour réduire le nombre de pixels par interlet/par fibre, nous allons modifier le grandissement sur la voie de mesure entre la sortie du toron de fibres et la

caméra. Ce grandissement est représenté sur la Figure 5-2. Notons que la problématique reste la même dans le cas d'une combinaison cohérente par holographie numérique.

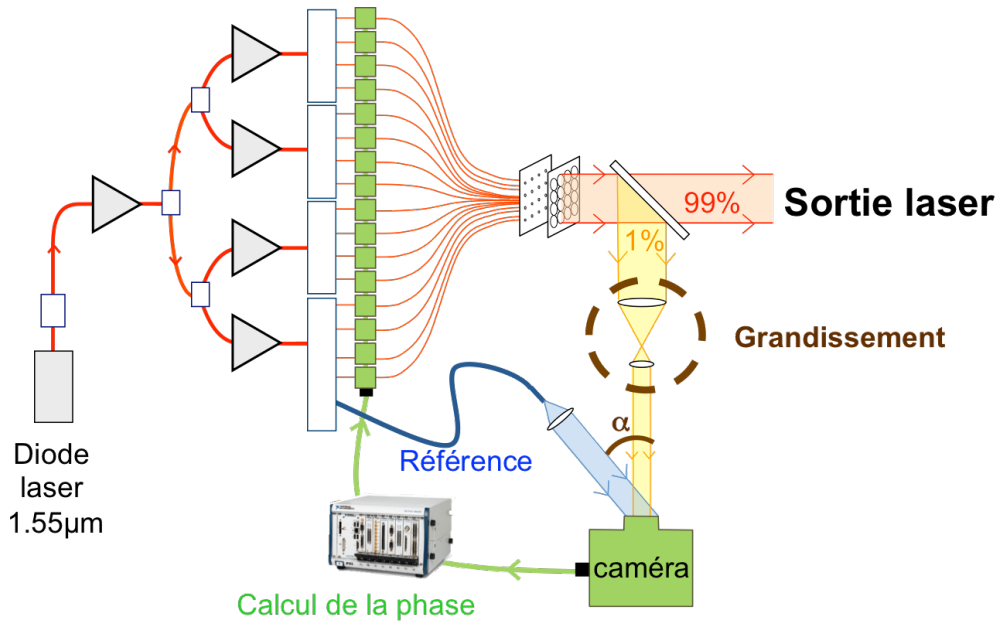


Figure 5-2 : Montage expérimental permettant l'étude de la compatibilité de la combinaison cohérente d'un grand nombre de fibres amplificatrices par mesure de phase interférométrique.

Nous allons maintenant définir les différents paramètres nécessaires à l'étude de la compatibilité de la combinaison cohérente d'un grand nombre de fibres amplificatrices par méthode interférométrique. On commence par définir le nombre de pixels par fibre N_{fibre} comme le nombre de pixels entre les centres de deux interlets de deux fibres adjacentes. On définit le taux de remplissage TR comme le ratio entre le diamètre des faisceaux issus des fibres à $1/e^2$, exprimé en pixels, et le nombre de pixels par fibre. On définit p comme le nombre de pixels par frange, c'est-à-dire le pas des franges en pixels des interlets enregistrés par la caméra. On définit le nombre de franges N_{franges} comme le nombre de franges visibles sur un interlet. La relation entre ces différents paramètres est la suivante : $N_{\text{fibre}} = \frac{p N_{\text{franges}}}{TR}$.

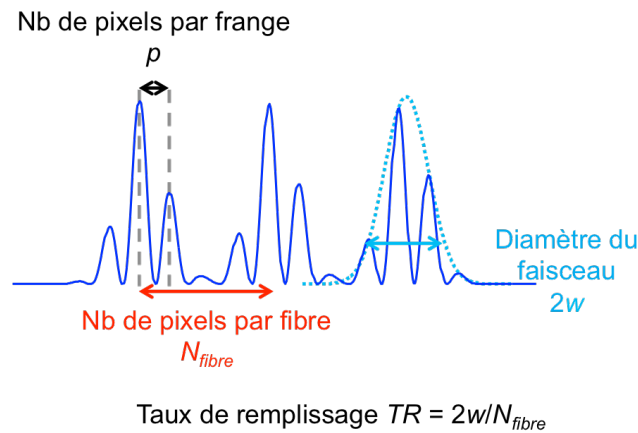


Figure 5-3 : Rappel de la définition des différents paramètres décrivant un interlet enregistré par la caméra.

La Figure 5-4 présente des exemples d'effet sur un interlet des variations de ces différents paramètres. Sur la figure de gauche, seul le taux de remplissage varie entre le cas en haut et le cas en bas. Cette variation du taux de remplissage est obtenue en changeant les caractéristiques de la matrice de fibres en sortie du laser. Elle fait aussi varier le nombre de franges par interlet, mais ne modifie pas le nombre de pixels par fibre. Expérimentalement, notre taux de remplissage est fixé à 70% pour nos deux montages du côté de la caméra. Nous ne pourrions donc pas jouer sur ce paramètre pour estimer le nombre de pixels par fibre nécessaire à la mesure de phase interférométrique. Nous verrons par la suite que nous ferons varier ce paramètre pour estimer le nombre de pixels nécessaires sur le SLM.

Dans le cas du centre, on fait varier le pas des franges en gardant le nombre de pixels par fibre constant. On change le nombre de pixels par frange en ajustant l'angle α (Figure 5-2) entre l'onde de référence et le faisceau issu des fibres. L'ajustement de ce paramètre va aussi modifier le nombre de franges de notre interlet.

Enfin la figure de droite présente une variation du nombre de pixels par fibre en gardant le pas des franges constant. Ce nombre peut être modifié en changeant le grandissement entre le toron de fibres et la caméra. On diminue aussi dans ce cas le nombre de franges par interlet.

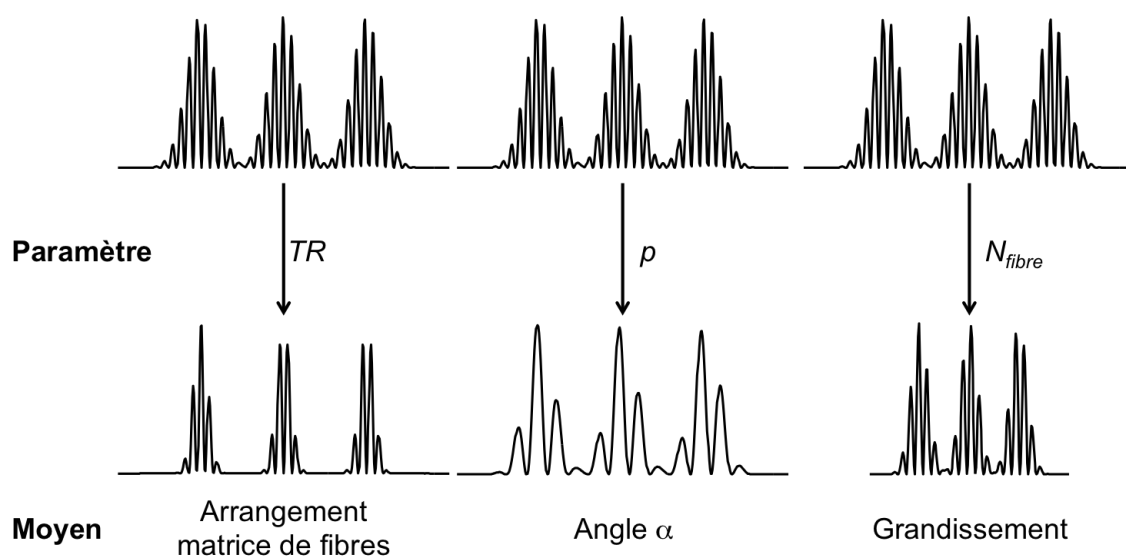


Figure 5-4 : Exemples des effets de variations sur les différents paramètres d'un interlet et moyens expérimentaux pour les faire varier.

Par conséquent, pour un nombre de pixels par fibre donné, on a donc une série de couples (Nombre de pixels par frange, Nombre de franges) possibles. Bien entendu pour chaque configuration expérimentale de la voie de mesure, on ajuste les paramètres de notre algorithme de mesure de phase, comme notamment la taille des interlets traités et le pas des franges. En pratique, pour un grandissement et donc un nombre de pixels par fibre donné, on va tester un certain nombre de pixels par frange, c'est-à-dire faire varier l'angle α . Pour chaque valeur de α , on va ensuite mesurer l'erreur résiduelle de phase entre deux fibres. Nous pourrions ainsi évaluer l'effet de la pixellisation par la caméra sur notre mesure de phase.

1.2. Sur le SLM

Dans le cas d'une combinaison cohérente par holographie numérique, le SLM utilisé pour corriger la phase de chaque fibre est pixellisé comme la caméra. Les différents paramètres définis précédemment vont donc aussi se retrouver sur le SLM. Nous étudierons leur influence à l'aide du montage de combinaison cohérente par holographie numérique co-propagative décrit dans le chapitre 2.

Pour augmenter le nombre de fibres corrigées par un SLM, il faut réduire le nombre de pixels utilisés par une fibre. Concrètement, il faut pour cela réduire l'espacement entre les fibres et ajuster la focale du réseau de microlentilles. Si l'on souhaite garder notre V-groove et nos microlentilles côté SLM, il faudrait réaliser un grandissement entre le SLM et les microlentilles. On se retrouve exactement dans le cas de la caméra. Or, ce grandissement ajouterait une difficulté notable aux couplages des ordres issus du SLM dans les trois fibres monomodes. Pour plus de simplicité, nous avons donc choisi d'afficher sur le SLM des réseaux calculés après extraction de la phase des fibres sur la caméra. On est donc dans le cas du chemin en pointillé de la mesure de phase interférométrique de la Figure 5-1.

Pour diminuer le nombre de pixels par réseau nous avons diminué numériquement le taux de remplissage des réseaux écrits sur le SLM. On se trouve donc dans le cas de gauche de la Figure 5-4. Notons que la variation du taux de remplissage est réalisée dans les deux directions. On définit le nombre de pixels par réseau comme $N_{réseau} = TR * N_{fibre}$. Pour chaque nombre de pixels par réseau, on va faire varier le nombre de pixels par frange. Or, lorsque le nombre de pixels par frange du réseau varie, l'angle entre les différents ordres diffractés par le SLM change. On ajuste cet angle au moyen de la lame séparatrice entre les faisceaux sonde et signal placée avant le SLM. Pour chaque couple (Nombre de pixels par réseau, Nombre de pixels par frange), on mesure l'erreur résiduelle de phase entre deux fibres.

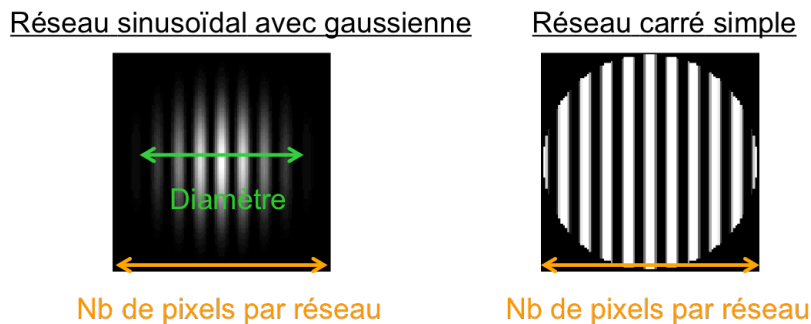


Figure 5-5 : Réseaux utilisés pour simuler le grand nombre de fibres.

On a vu par ailleurs que les SLM rapides ont souvent un codage binaire de la phase. Par conséquent, nous allons évaluer la pixellisation de deux types de réseaux : des réseaux ayant une enveloppe gaussienne comme dans notre montage entièrement passif et des réseaux binaires sans enveloppe gaussienne. Dans le cas d'un réseau ayant une enveloppe gaussienne, afin de se rapprocher le plus possible de nos conditions expérimentales, le rayon de l'enveloppe gaussienne est calculé de telle sorte que $w = 0,7 \frac{N_{fibre}}{2}$. Ce « second » taux de remplissage de 70% correspond au taux de remplissage permettant une efficacité de

combinaison maximale [5]. La Figure 5-5 présente deux exemples de réseaux calculés et écrits sur le SLM.

2. Vers un grand nombre de fibres pour la mesure de phase interférométrique

Dans cette partie, nous allons évaluer la robustesse de notre mesure de phase interférométrique et de notre algorithme d'extraction de phase. Nous allons donc uniquement nous concentrer sur la pixellisation de la caméra.

2.1. Montage expérimental

Pour réaliser cette série d'expériences, nous avons utilisé le montage présenté au paragraphe 2 du chapitre 4. On rappelle qu'il existe sur la voie de mesure un dispositif permettant de passer d'un arrangement carré de quatre par quatre en une ligne de seize faisceaux. Ce dispositif est situé après l'imagerie de grandissement 1 au plus près de la caméra pour minimiser l'impact des imperfections de ce composant. Si on modifie le grandissement situé avant ce dispositif, ses dimensions ne seront plus adaptées. Par conséquent, on ajoute un autre système d'imagerie après le dispositif qui réalise le grandissement. La Figure 5-6 présente le schéma du montage réalisé pour ajuster le nombre de pixels par fibre. Pour chaque grandissement, on teste différents nombres de pixels par fibre en ajustant l'angle α représenté sur la Figure 5-6.

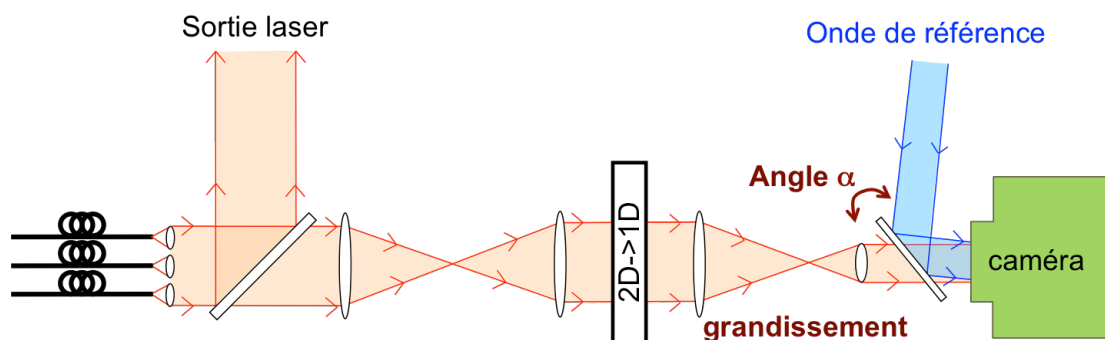


Figure 5-6 : Schéma du montage permettant d'ajuster le nombre de pixels par fibre sur la caméra.

2.2. Résultats expérimentaux

2.2.1. Erreur résiduelle de phase en fonction du nombre de pixels par fibre

La Figure 5-7 présente les nombres de pixels par frange testés en fonction du nombre de pixels par fibre. On constate expérimentalement qu'un minimum de 3 pixels par frange est nécessaire pour permettre une extraction correcte de la phase par notre algorithme. Cette limite est représentée en bleu sur la Figure 5-7. Notons que la limite du nombre de pixels par frange fixée par le théorème d'échantillonnage de Shannon est de 2 pixels par frange. Nous sommes donc très proches de la limite théorique intrinsèque à l'échantillonnage d'un signal

périodique. L'écart provient du bruit de la caméra présent sur le signal échantillonné. On constate aussi expérimentalement une limite de 1,5 franges par interlet. Cette limite est représentée en vert sur la Figure 5-7. Notons que théoriquement une seule frange aurait été nécessaire. En prenant en compte notre taux de remplissage, on a une limite théorique miniale de 3 pixels par fibre. On peut donc conclure de cette étude que notre mesure de phase est très robuste et permet de s'approcher des cas limites théoriques de l'échantillonnage de l'information. Pour résumer : une extraction de la phase à mieux que $\lambda/10\text{rms}$ est possible pour au moins 3 pixels par frange et au moins 1,5 franges par interlet. Pour un nombre de pixels par fibre de 8, on constate que le nombre de possibilités pour le couple (Nombre de pixels par frange, Nombre de franges) est extrêmement réduit, ce qui rend le réglage de ce point particulièrement sensible. L'intersection de ces deux limites nous donne une limite à $6\frac{1}{2}$ pixels par frange. Cependant, ce cas est si pointu, que nous n'avons pas réussi à l'atteindre expérimentalement.

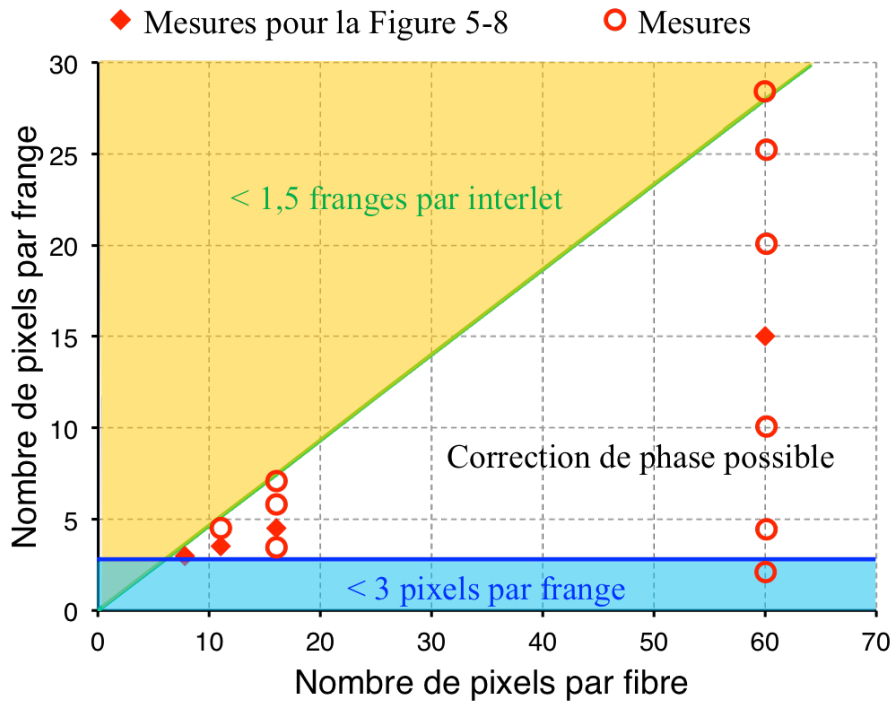


Figure 5-7 : Relation entre le nombre de pixels par fibre et le nombre optimal de pixels par frange.

Pour chacun des points expérimentaux représentés en losange sur la Figure 5-7, on mesure l'erreur résiduelle de phase entre deux fibres comme décrit au paragraphe 3.2 du chapitre 4. Plus on s'approche des limites décrites précédemment, plus l'erreur résiduelle de phase augmente. Par conséquent, pour un nombre de pixels par fibre donné, on a un nombre de pixels par frange qui permet d'obtenir l'erreur résiduelle de phase la plus basse. Ces configurations sont représentées par des losanges sur la Figure 5-7. La Figure 5-8 présente les erreurs résiduelles de phase correspondant à ces configurations.

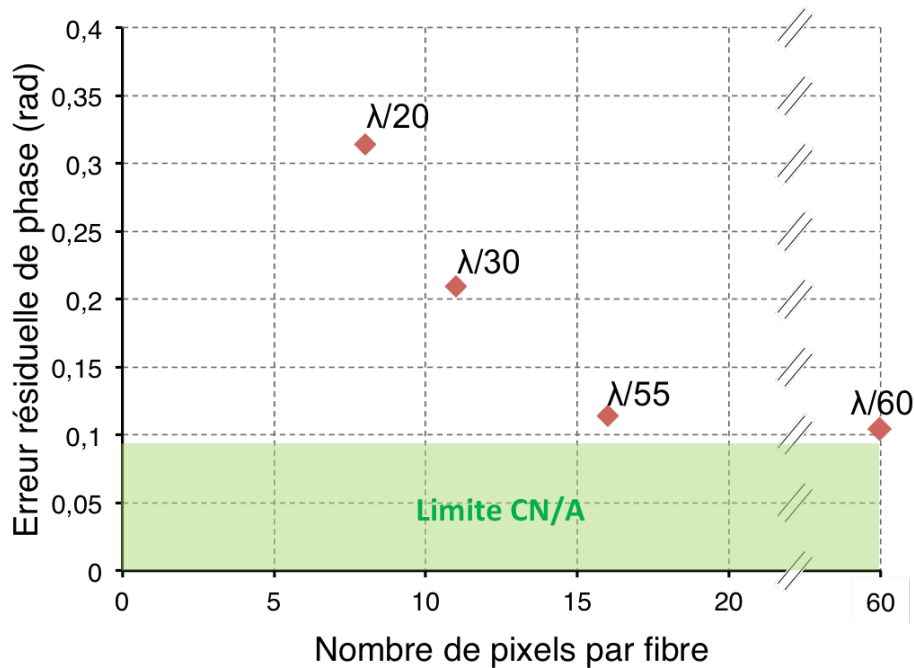


Figure 5-8 : Étude de l'évolution de l'erreur de phase résiduelle en fonction du nombre de pixels par fibre.

L'erreur résiduelle de phase diminue quand le nombre de pixels par fibre augmente pour atteindre une limite basse de $\lambda/60$ rms pour un nombre de pixels par fibre supérieur à 15. Cette limite basse de $\lambda/60$ rms provient de notre correcteur de phase (Convertisseur Numérique Analogique + Modulateurs de phase), comme expliqué au paragraphe 3.2 du chapitre 4. On peut donc en conclure que pour un nombre de pixels par fibre supérieur à 15, la précision de notre boucle de rétroaction est limitée uniquement par la précision de notre correcteur de phase et conduit à une erreur de phase inférieure ou égale à $\lambda/60$. Ce résultat est très satisfaisant et démontre la robustesse de l'algorithme de calcul de phase mis en place. Pour un nombre de pixels par fibre inférieur à 15, l'erreur résiduelle de phase augmente quand le nombre de pixels par fibre diminue. Dans ce cas, ce n'est plus la précision de notre correcteur qui limite mais bien la précision de notre mesure de phase. Un minimum de 8 pixels par fibre est atteint avec une erreur résiduelle de phase de $\lambda/20$ rms, ce qui reste dans l'exigence pour la combinaison cohérente. Notons qu'avec un taux de remplissage de 70%, dans cette configuration le faisceau gaussien a un diamètre à $1/e^2$ d'environ 6 pixels. Pour un nombre de pixels par fibre inférieur à 8, la combinaison cohérente de nos seize fibres n'a pas été possible. Une figure de speckle plus rapide qu'en boucle ouverte a été observée.

2.2.2. Erreur résiduelle de phase et bande passante

Intéressons-nous maintenant à l'évolution de la bande passante de notre boucle de rétroaction avec le nombre de pixels par fibre. Les résultats dans le cas de 8 pixels par fibre sont présentés sur la Figure 5-9. On observe dans ce cas une augmentation de notre bruit de phase et une diminution de la bande passante de notre boucle de rétroaction à 70Hz.

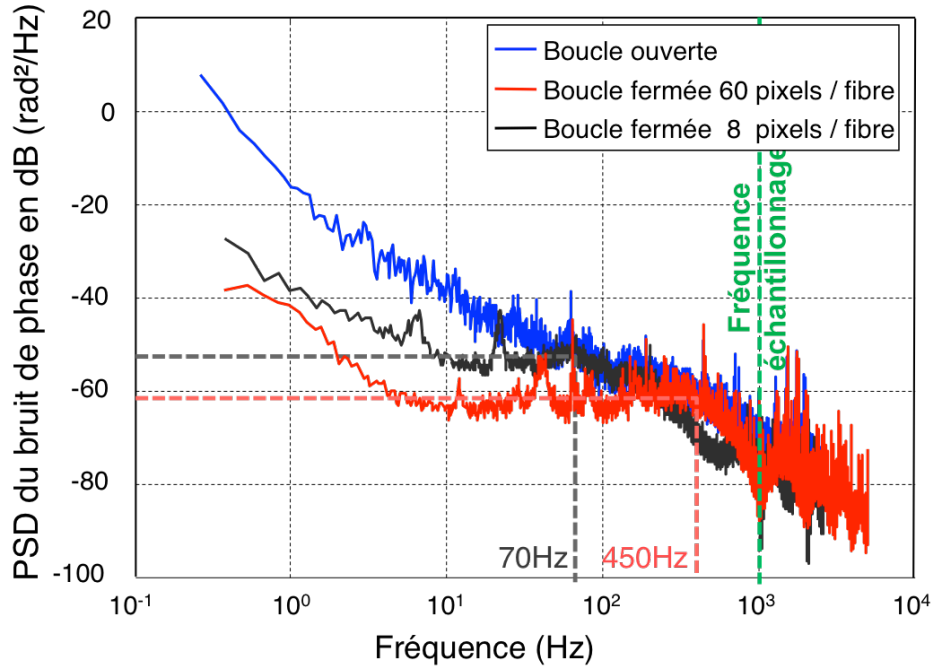


Figure 5-9 : Mesure de la densité spectrale de puissance du bruit de phase entre deux amplificateurs en boucle ouverte (en bleu) ou en boucle fermée pour 60 pixels par fibre (en rouge) et pour 8 pixels par fibre (en noir).

En réalité, la notion de bande passante est intrinsèquement liée à la notion d'erreur résiduelle de phase. Il n'est donc pas surprenant de constater qu'une augmentation d'erreur résiduelle de phase ait un impact sur la bande passante de notre boucle de rétroaction. En effet, la relation entre la densité spectrale de puissance de notre bruit de phase, notée PSD , et notre erreur résiduelle de phase φ s'écrit :

$$\sigma_{\varphi} = \left(2 \int_0^{\infty} PSD[\varphi](\omega) d\omega \right)^{\frac{1}{2}} \quad (5-1)$$

Cette relation montre ainsi qu'une augmentation de l'erreur résiduelle de phase entraîne une augmentation du bruit de phase et par conséquent une diminution de la bande passante de notre boucle de rétroaction du contrôle de la phase. Dit autrement, étant donné que l'on ne corrige par fibre que les perturbations de phase supérieures à $\lambda/20$ dans le cas d'un faible nombre de pixels, les perturbations de phase à plus hautes cadences, d'amplitude plus faible, ne sont pas corrigées. Cette caractéristique découle directement de caractéristiques de bruit en boucle ouverte, représentées en bleu sur la Figure 5-9. Pour résumer, notre fréquence d'échantillonnage fixe le temps de réponse à une perturbation, c'est-à-dire le temps de convergence de notre algorithme, tandis que la bande passante de notre boucle de rétroaction fixe les plus petites perturbations de phase qui peuvent être corrigées par notre boucle de rétroaction. On aurait pu faire déjà cette remarque dans le chapitre 4. Cependant, le lien entre erreur résiduelle de phase et bande passante est plus explicite avec plusieurs points de mesure.

On peut donc conclure de cette étude que notre contrôle de phase est limité à $\lambda/60$ rms par la précision du correcteur de phase pour un nombre de pixels par fibre supérieur à 15. Le

nombre minimal de pixels par fibre permettant la combinaison cohérente de nos seize fibres est de 8 pixels par fibre. Dans ce cas, une bande passante de 70Hz est mesurée pour une erreur résiduelle de $\lambda/20$ rms.

2.3. Simulation de l'impact du bruit sur le calcul de la phase

Intéressons-nous maintenant plus en détails à la remontée de bruit observée pour un faible nombre de pixels par fibre. Pour essayer d'évaluer l'impact du bruit de nos composants (la caméra, le convertisseur analogique/numérique, les modulateurs de phase), nous avons modélisé les différentes étapes du calcul de la phase ainsi que décrit dans l'algorithme du chapitre 2. Puis nous avons soumis à cet algorithme les différents bruits dus à la caméra et au correcteur de phase. Les différentes sources de bruit de la caméra modélisées dans notre simulation sont détaillées dans l'Annexe A. Les résultats de cette simulation avec les niveaux de bruit de notre caméra et de nos correcteurs de phase sont représentés sur la Figure 5-10.

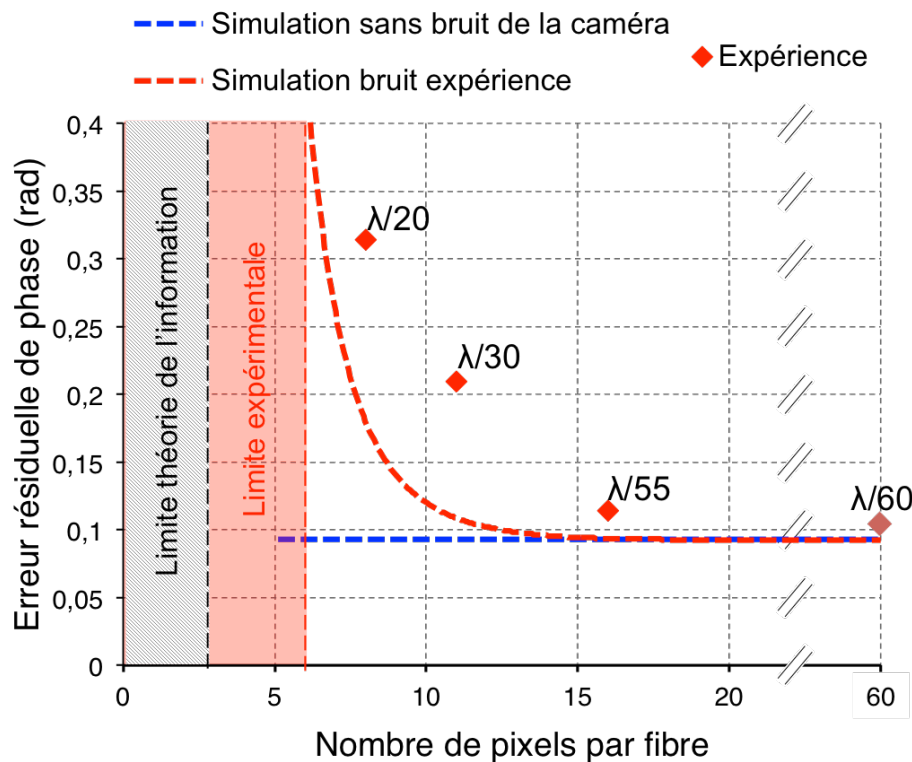


Figure 5-10 : Évolution de l'erreur résiduelle de phase en fonction du nombre de pixels par fibre. Les lignes en pointillés présentent cette évolution en simulation dans différentes conditions de bruit. Les losanges rappellent les points expérimentaux.

La courbe bleue présente l'évolution de l'erreur résiduelle de phase en fonction du nombre de pixels par fibre sans aucun bruit venant de la caméra autre que la pixellisation et la numérisation. On retrouve ainsi la limite de correction imposée par l'ensemble (convertisseur numérique/analogique, modulateur de phase) déjà observée dans le chapitre 4. Dans cette configuration, on arrive à avoir une erreur résiduelle de phase inférieure à $\lambda/10$ rms jusqu'à 5 pixels par fibre. On rappelle que la limite théorique de la théorie de l'information nous fixe une limite de 3 pixels par interlet, représentée en gris sur la Figure 5-10. Dans ce cas, aucune

remontée de l'erreur résiduelle de phase n'est observée à un faible nombre de pixels par fibre. On constate par ailleurs que dans ce cas on atteint un nombre de pixels par fibre inférieur à la limite expérimentale trouvée précédemment sur la Figure 5-7.

Dans un deuxième temps, on ajoute le bruit de la caméra. Le courbe rouge présente les résultats de la simulation dans les mêmes conditions de bruit que notre montage expérimental. Les résultats de cette simulation sont proches des résultats expérimentaux mesurés. La différence entre les deux peut s'expliquer par le fait que nous n'avons pas simulé l'erreur temporelle qui provient du temps de retard (T_{retard} de la Figure 4-5) entre le moment où l'image des interlets est acquise et l'instant où la correction de phase est appliquée. Une augmentation du bruit de la caméra par deux ne permet pas de se rapprocher de la forme de l'évolution de l'erreur résiduelle expérimentale en fonction du nombre de fibres. On suppose donc que pour s'en rapprocher un modèle plus complexe intégrant le temps doit être mis en place. On constate cependant que l'augmentation de l'erreur résiduelle est intrinsèquement liée au bruit de la caméra qui affecte la mesure de phase pour un faible nombre de pixels par fibre.

Pour comprendre cette augmentation, revenons au principe même de notre algorithme de phase et notamment au calcul du coefficient de corrélation entre notre interlet image bruité et l'interlet de référence. Cet algorithme est décrit au paragraphe 2 du chapitre 2. On note S le signal de l'interlet bruité et B son bruit. On suppose pour simplifier la démonstration que le signal non bruité S_{parfait} a une moyenne nulle et un écart-type σ de 1. On note \mathcal{R}_i l'interlet de référence normalisé. Sa moyenne est donc nulle et son écart-type est aussi égal à 1. Le signal S et l'interlet de référence \mathcal{R}_i sont échantillonnés sur F pixels. On note C le coefficient de corrélation entre S et \mathcal{R}_i et C_{parfait} le coefficient de corrélation entre le signal non bruité et l'interlet de référence. On peut ainsi écrire :

$$\begin{aligned} C(i) &= \frac{1}{F} \frac{\sum_{k=0}^{F-1} (S[k] - \bar{S}) \mathcal{R}_i[k]}{\sigma_S} \\ &= \frac{1}{F} \frac{\sum_{k=0}^{F-1} (S_{\text{parfait}}[k] + B[k] - \bar{B}) \mathcal{R}_i[k]}{\sigma_S} \\ &= \frac{1}{\sigma_S} \left(C_{\text{parfait}}(i) + \frac{1}{F} \sum_{k=0}^{F-1} B[k] \mathcal{R}_i[k] \right) \end{aligned} \quad (5-2)$$

On peut donc écrire :

$$C(i) = \frac{C_{\text{parfait}}(i)}{\sigma_S} + \frac{\langle B \mathcal{R}_i \rangle}{\sigma_S} \quad (5-3)$$

En écrivant le coefficient de corrélation sous cette forme, on fait apparaître la contribution du bruit, représentée sur la Figure 5-11. Tout d'abord, le bruit sur le signal va diminuer la valeur du coefficient de corrélation d'un facteur $\frac{1}{\sigma_S}$, comme on peut le voir grâce à la courbe verte de la Figure 5-11. Plus il y aura de bruit, moins notre maximum de corrélation sera proche de 1 et plus l'amplitude entre le maximum du coefficient de corrélation et son

minimum sera faible. L'écart-type de notre signal aplatit donc notre coefficient de corrélation. Plus la courbe sera aplatie, moins la détermination de son maximum sera précise.

Cependant, la contribution du bruit la plus problématique correspond au second terme de l'équation (5-3). On constate que le bruit ajoute un terme qui dépend du numéro de l'interlet de référence avec lequel on le compare et dont l'intensité varie en $1/F$. Or F correspond à la taille de notre interlet et est donc directement lié au nombre de pixels par fibre. On constate donc que plus le nombre de pixels par fibre diminue, plus la contribution du bruit dans le calcul du coefficient de corrélation augmente, ce qui diminue la précision du calcul de la phase. L'ajout du second terme est réalisé sur la courbe rouge avec un tirage de bruit particulièrement mauvais.

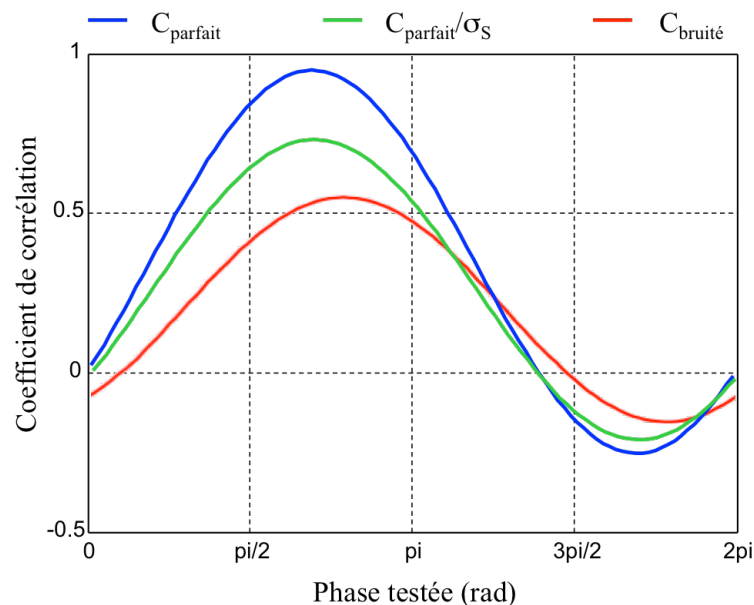


Figure 5-11 : Influence du bruit sur le coefficient de corrélation.

On peut donc conclure de cette étude que nos résultats expérimentaux sont proches des simulations effectuées avec des niveaux de bruits comparables à ceux en laboratoire. De plus, l'augmentation de l'erreur résiduelle de phase pour un faible nombre de pixels est bien due à l'augmentation de l'impact du bruit sur le calcul de nos coefficients de corrélation.

2.4. Extrapolation à la combinaison cohérente de 10 000 fibres amplificatrices

2.4.1. Taille de la caméra

Regardons maintenant ce que les différents résultats obtenus impliquent quant à la combinaison cohérente d'un très grand nombre de fibres. Si une erreur résiduelle de phase inférieure à $\lambda/10\text{rms}$ est suffisante, d'après nos mesures expérimentales, 8 pixels par fibre sont suffisants. Pour les applications nécessitant un très grand nombre de fibres à $1,55\mu\text{m}$, une seule caméra actuellement sur le marché dépasse les 500Hz de bande passante. Commercialisée par Xenics [60], sa taille est de 640×512 et sa bande passante de 1,3kHz. On pourrait donc théoriquement combiner sur cette caméra 4 096 fibres dans un arrangement

carré de 64x64 avec un taux de remplissage en champ proche de 70%. Si on se place dans le cas d'un arrangement hexagonal ayant un taux de remplissage de 70%, on peut théoriquement combiner 2 977 fibres.

L'arrangement hexagonal présente de plus l'avantage d'avoir une plus grande efficacité de combinaison dans le lobe central. Ainsi l'efficacité de combinaison dans le lobe central d'un arrangement carré est de 50% tandis que l'efficacité de combinaison d'un arrangement hexagonal est de 70% [6]. La puissance dans le lobe central de 4 096 fibres en carré correspond donc à 2 925 fibres en arrangement hexagonal. On peut donc en conclure que la combinaison cohérente d'environ 3 000 fibres à 1,55µm est actuellement envisageable compte tenu des caméras existant déjà sur le marché.

Si maintenant, on s'intéresse aux applications à 1µm, des caméras CMOS Megapixels sont disponibles sur le marché [64]. On peut notamment citer une caméra de 2 000x2 000 pixels sur 8 bits et ayant un taux de répétition de 500Hz. On peut monter la cadence de cette caméra à 1kHz en n'utilisant que 1 000x1 000 pixels. Sur cette caméra, on peut donc théoriquement combiner 125x125 fibres soit 15 625 fibres dans un arrangement carré, et 11 719 fibres dans un arrangement hexagonal. La combinaison cohérente de fibres amplificatrices à l'aide d'une mesure de phase interférométrique permet donc de mettre en phase 10 000 fibres à 1µm avec des composants déjà disponibles sur le marché.

2.4.2. Capacité de l'algorithme

Intéressons-nous maintenant au traitement du signal nécessaire à la combinaison cohérente de ces 10 000 fibres. Pour mesurer la phase des fibres avec des interlets de 8 pixels, on se place dans les mêmes conditions de réglage de l'algorithme que celles décrites au paragraphe 2.4 du chapitre 2. On avait dans ce cas calculé qu'il faut 400 opérations pour le calcul de la phase d'un interlet (paragraphe 2.4 chapitre 2). Il faut ensuite ajouter à ce nombre le calcul de la correction. Dans le cas de l'utilisation d'une référence commune, une fois la mesure de phase calculée, il faut simplement calculer la correction correspondante à appliquer. Par exemple, dans notre montage expérimental, il faut convertir une correction de phase en tension. Cette conversion est tabulée dans un tableau dont la taille correspond à la précision de phase choisie. Dans ce cas particulier, on a 30 références dans notre bibliothèque. Cela nous rajoute donc 30 opérations. On peut donc partir pour notre calcul sur environ 430 opérations par interlet pendant 1ms. On réalise donc 430 000 opérations par seconde et par fibre, puisque qu'un interlet correspond directement à la phase d'une fibre. Pour calculer la correction de phase à appliquer sur 10 000 fibres, il nous faut donc un FPGA de 5Gops, ce qui est actuellement disponible sur le marché.

Dans le cas de la mesure de phase par technique auto-référencée, une fois la mesure de phase de chaque interlet mesurée, il faut reconstruire la phase des $N \times N$ fibres d'un arrangement carré. Cette reconstruction entraîne la multiplication de matrices, ce qui coûte $2N^3(N-1)$ opérations. De plus, il faut extraire la phase de $2N(N-1)$ interlets. Une fois la phase de chaque fibre déterminée, on associe, dans la méthode de mesure de phase avec référence commune, une correction à chaque phase, ce qui nous coûte $30N \times N$ opérations. Finalement, pour envisager la combinaison cohérente de 10 000 fibres en mesure de phase auto-référencée, l'algorithme doit réaliser 200Gops, ce qui n'est pas actuellement possible avec un

seul FPGA. On peut cependant noter que notre algorithme est fortement parallélisable, ce qui permet d'envisager la gestion de plusieurs FPGA. De plus, le calcul de la reconstruction de phase n'est ici pas optimisé.

On peut donc conclure de cette étude que la combinaison cohérente de 10 000 fibres en utilisant une mesure de phase avec référence commune peut être envisagée à $1\mu\text{m}$ avec des composants déjà disponibles sur le marché. Cette conclusion est rendue possible grâce à une mesure de phase peu gourmande en nombre de pixels par fibre et à un algorithme optimisé pour ne réaliser que peu d'opérations pendant la mise en phase grâce à une connaissance a priori d'un très grand nombre de paramètres de la mesure de phase.

3. Vers un grand nombre de fibres sur un SLM

Dans un deuxième temps, nous avons testé les limites d'un réseau de phase généré par un SLM en termes de précision de correction en fonction du nombre de pixels par réseau de phase d'une fibre. Pour cela, nous avons utilisé le montage de combinaison cohérente par holographie numérique décrit au chapitre 3.

3.1. Montage expérimental

Pour évaluer la dépendance de la précision de la correction de phase en nombre de pixels par réseau, nous avons calculé la phase puis affiché des réseaux de taille différente sur notre SLM. Ces tests ont été réalisés avec le montage décrit au chapitre 3. On se place dans le cas d'une extraction de phase avec 50 pixels par fibre et 5 pixels par frange sur la caméra. On a vu précédemment que, dans cette configuration, la précision de la phase est limitée par notre convertisseur numérique/analogique à $\lambda/60\text{rms}$.

3.2. Résultats expérimentaux

La Figure 5-12 présente l'erreur résiduelle de phase entre deux fibres dans le cas d'un réseau sinusoïdal avec gaussienne.

Pour un grand nombre de pixels par réseau, on mesure une erreur résiduelle de $\lambda/30\text{rms}$, ce qui est supérieur à la précision de notre mesure de phase. Puis plus le nombre de pixels par réseau diminue, plus l'erreur résiduelle de phase entre deux fibres augmente indépendamment du nombre de pixels par frange choisi et donc indépendamment du nombre de franges diffractant. On n'observe donc pas d'effet notable du choix du nombre de pixels par frange sur l'erreur résiduelle de phase. On peut estimer le nombre minimal de pixels par réseau à 20×20 pixels. Dans ce cas, l'erreur résiduelle de phase est de $\lambda/10\text{rms}$. Avec notre montage expérimental, aucune combinaison n'a été possible pour un nombre de pixels inférieur à 19.

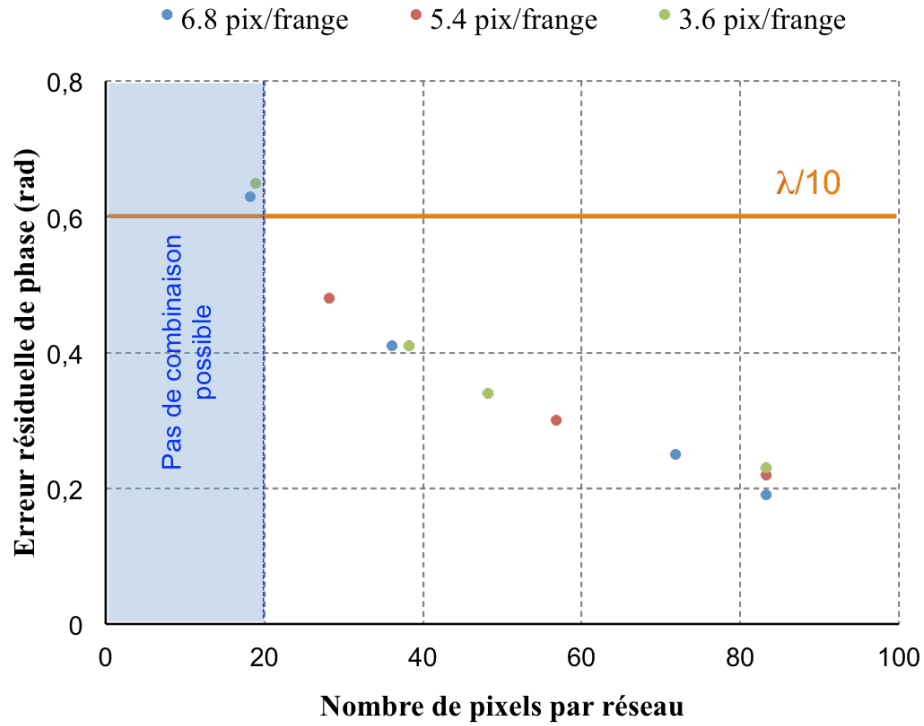


Figure 5-12 : Évolution de l'erreur de phase résiduelle en fonction du nombre de pixels par réseau dans le cas d'un réseau gaussien sinusoïdal.

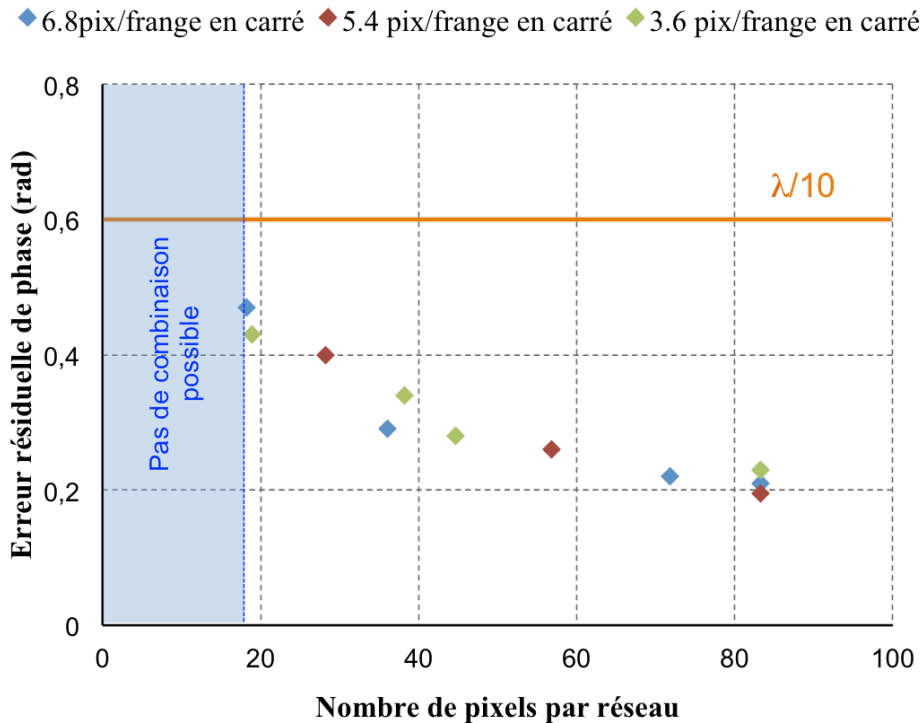


Figure 5-13 : Évolution de l'erreur de phase résiduelle en fonction du nombre de pixels par réseau dans le cas d'un réseau carré simple.

Intéressons-nous au cas du réseau carré simple, compatible avec l'augmentation de la bande passante. Les mesures expérimentales de l'erreur résiduelle de phase entre deux fibres dans le cas d'un réseau carré simple sont présentées sur la Figure 5-13. On retrouve comme dans le cas précédent une erreur résiduelle de $\lambda/30\text{rms}$ pour un grand nombre de pixels par réseau et la tendance à une augmentation de l'erreur résiduelle de phase avec la diminution du nombre de pixels par réseau. On a donc un comportement identique pour un réseau gaussien et un réseau carré. De même, le choix du nombre de pixels par frange ne semble pas affecter la tendance d'évolution de l'erreur résiduelle de phase en fonction du nombre de pixels par réseau. Le nombre minimal de pixels par réseau atteint expérimentalement est aussi de 20×20 pixels mais, on mesure dans ce cas une erreur résiduelle $\lambda/15\text{rms}$, ce qui est meilleur que dans le cas précédent.

Un point très intrigant de ces mesures est que l'on arrive à atteindre une précision de correction de $\lambda/15\text{rms}$ avec un réseau carré simple avec seulement 3,6 pixels par frange et 5 franges. Dans une première approximation, on pourrait se dire qu'avec 3,6 pixels par frange, la précision du SLM ne peut être inférieure à $\lambda/3,6$. Or ce n'est pas ce qu'on observe. En effet, si on compare ce réseau de 18 pixels avec le même réseau mais ayant un décalage de $\lambda/15$, on a toujours au moins deux pixels de différence sur le réseau. Ces pixels de différence proviennent du fait que le nombre de pixels par frange n'est pas entier et sont suffisants pour assurer une précision de correction de $\lambda/15\text{rms}$.

Par ailleurs, pour un nombre de pixels par frange inférieur à 5, le réseau adressé par le SLM n'est plus parfaitement rectangulaire [57], mais un réseau asymétrique comme présenté sur la Figure 5-14. En réalité ce comportement existe aussi sur les MEMS rapides comme pour le composant décrit dans la référence [65]. Ce type de comportement ne semble donc pas incompatible avec l'utilisation de composants rapides nécessaires aux corrections des perturbations dues aux étages d'amplification.

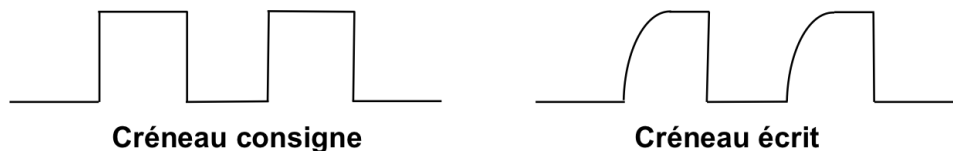


Figure 5-14 : Différence entre le réseau appliqué et le réseau effectivement adressé [57].

3.3. Extrapolation à la combinaison cohérente d'un grand nombre de fibres

Le SLM de notre montage comprend 1920×1080 pixels. D'après nos résultats expérimentaux, on pourrait corriger 54×54 fibres à $\lambda/10\text{rms}$ dans un arrangement carré, soit un total de 2916 fibres. Par ailleurs, l'utilisation d'un réseau carré permet une meilleure correction de phase, ce qui rend cette architecture compatible avec la haute cadence et notamment l'utilisation de MEMS.

On peut donc conclure de ces résultats que l'utilisation d'un SLM comme correcteur de phase collectif permet d'envisager la combinaison cohérente par holographie numérique d'un très grand nombre de fibres. Cette méthode présente l'avantage d'être entièrement

analogique et ne nécessite donc aucun traitement du signal numérique. Elle permet d'envisager la combinaison cohérente d'environ 3 000 fibres sans aucun traitement.

4. Perspectives des deux techniques

Nous venons d'évaluer les limites en nombre de fibres combinées de deux techniques de combinaison cohérente. Nous allons maintenant essayer d'estimer leur potentiel dans l'optique de leur utilisation pour des lasers très intenses en physique des particules.

4.1. Évolution technologique

Il est tout d'abord important de noter que les deux techniques de combinaison cohérente présentées précédemment n'ont pas le même niveau de maturité technique. En effet, la combinaison cohérente par holographie numérique co-propagative a nécessité la mise en place d'une nouvelle architecture. Le montage réalisé au chapitre 3 a permis de valider ce concept mais dans des conditions expérimentales assez éloignées de l'application finale. D'un autre côté, le principe de mise en phase par contrôle actif de la phase avait déjà été démontré [33], mais le contrôle de la phase ne permettait pas de corriger les bruits attendus dans les applications de lasers très intenses. Dans les chapitres 2 et 4, nous nous sommes donc attachés à développer un contrôle de la phase temps réel et compatible avec une fréquence rétroaction de l'ordre du kHz. Bien qu'ayant un niveau de maturité différent, les deux techniques de combinaison cohérente possèdent dans leur architecture des briques technologiques identiques. Nous allons donc essayer de déterminer les évolutions possibles de chacune de ces combinaisons cohérentes.

4.1.1. Mesure de phase interférométrique

Une première brique technologique commune à l'holographie numérique co-propagative et au contrôle actif de la phase, est la mesure de la phase par méthode interférométrique. Le composant clé de cette mesure de phase est la caméra qui permet d'enregistrer l'ensemble des interférogrammes issus de chaque fibre. La fréquence d'échantillonnage de la phase de chaque fibre est limitée par le taux de répétition de cette caméra. Par conséquent pour des bruits de phase dus à l'amplification de l'ordre du kHz [23], le taux de répétition de la caméra doit être supérieure ou égale au kHz. Par ailleurs, plus la caméra aura un grand nombre de pixels, plus le nombre de fibres combinées pourra être important. Pour résumer, pour nos deux techniques de combinaison cohérente, nous avons besoin d'une caméra rapide ayant un grand nombre de pixels. Nous avons vu qu'il existe déjà sur le marché des caméras CMOS Megapixels à 1 μm [64] permettant d'atteindre ces cadences. Notons que la caméra idéale doit aussi permettre le transfert des données en un temps court. En effet, le contrôle de la phase est dans les deux cas séquentiel : on mesure puis on corrige avant de remesurer. Un trop grand temps de transfert va donc réduire la fréquence de correction de la phase. Dans notre cas par exemple, le taux de transfert maximal de notre caméra était de 30kHz mais son taux de transfert réel de 12kHz. Cette problématique doit être prise en compte dans le choix de la caméra. Un modèle a par ailleurs été développé afin de comprendre l'influence du bruit sur le calcul de la phase par notre algorithme. Ce modèle

correspond assez bien aux mesures expérimentales réalisées avec le contrôle actif de la phase. La même étude de l'influence du bruit n'a pas pu être réalisée sur la technique de combinaison cohérente par holographie numérique du fait de la trop faible vitesse de la boucle de correction de la phase. Pour résumer, la technologie nécessaire à la mesure interférométrique de la phase est déjà disponible sur le marché et peut être utilisée pour les deux techniques de combinaison cohérente.

4.1.2. Correcteur de phase

Intéressons-nous maintenant à la deuxième brique importante du contrôle de la phase : le correcteur de phase. Dans ce cas, la technologie choisie est différente pour les deux expériences. Dans le cas de la combinaison cohérente par holographie numérique co-propagative, un seul composant est utilisé pour corriger la phase de toutes les fibres combinées, qui rend cette architecture très parallèle. Dans notre montage expérimental, nous avons utilisé un modulateur spatial de lumière (SLM) pour générer l'hologramme utilisé pour la correction de phase. La vitesse de la correction était limitée par ce composant à 30Hz, soit bien en dessous de la vitesse de correction nécessaire à la correction des bruits de phase dus à l'amplification. Cette performance pourrait être atteinte grâce à l'utilisation de composants rapides comme des MEMS ou des composants à cristaux liquides ferroélectriques par exemple. On peut notamment citer un miroir déformable de 489 éléments ayant un temps de réponse inférieur à 200 μ s, soit une bande passante de 2,5kHz [58]. Notons que notre modulateur de phase doit avoir une excursion limitée à π radians étant donné que le réseau écrit prend ses valeurs entre 0 et π . Pour conclure, la limitation de notre combinaison cohérente par holographie numérique ne vient que des composants utilisés pour la réalisation expérimentale, sachant que des composants plus rapides sont disponibles sur le marché. On peut par ailleurs imaginer utiliser ce composant dans le contrôle actif de la phase en remplacement des modulateurs individuels. Cela présente l'avantage de rendre collective la correction. L'utilisation de ce composant nécessite cependant le design d'une matrice de fibres et son alignement. Pour aller plus loin, on peut même imaginer utiliser ce composant comme pur piston de phase. Dans ce cas, un seul pixel par fibre est nécessaire pour corriger. On doit dans ce cas avoir une excursion de 2π et avoir une bonne résolution, ce qui est le cas du composant décrit précédemment.

Dans le cas du contrôle actif de phase, nous avons utilisé des modulateurs de phase rapides individuels. L'avantage de ces modulateurs est leur bande passante mais leur première limitation est leur individualité. Il faut un modulateur par fibres combinées, ce qui peut avoir un certain coût si l'on envisage la combinaison cohérente d'un grand nombre de fibres. Cependant, ces modulateurs étant déjà fibrés, leur intégration en amont de la chaîne d'amplification ne nécessite aucun réglage. Il faut de plus que le modulateur ait au moins une excursion de 2π radians mais avec une bonne précision. Pour résumer, des modulateurs de phase individuels rapides existent déjà sur le marché. Bien que ne rendant pas la correction collective, ces modulateurs présentent l'avantage de ne nécessiter aucun réglage lors de leur intégration en amont de l'amplification. Pour conclure, aucune technologie dans les contrôles de la phase étudiés dans cette thèse ne présente de limite technologique rédhibitoire.

Le Tableau 5-1 résume les différents points discutés précédemment. On constate donc qu'il n'y a pas de limites technologiques importantes concernant nos deux techniques de combinaison cohérente dans leur configuration actuelle.

Tableau 5-1 : Briques technologiques pour le contrôle de la phase.

	Composant	Technique	Points clés		Disponibilité
			avantages	inconvénients	
Mesure	Caméra	Holographique Contrôle actif	Taux de répétition Taux de transfert		✓
Correction	Collectif (SLM)	Holographique Contrôle actif	Collectif	Espace libre Bande passante	✓
	Individuel	Contrôle actif	Composant fibré	Individuel	✓

4.2. Évolution vers l'impulsionnel

Pour l'application aux lasers très intenses, le régime du laser maître ne sera plus continu comme dans les expériences réalisées dans cette thèse, mais impulsionnel. On va donc essayer d'estimer les évolutions possibles pour appliquer nos techniques de combinaison cohérente à l'impulsionnel. Nous avons traité dans cette thèse le cas continu. Les déphasages à corriger sont donc seulement de 2π , étant donné que la phase de correction est calculée modulo 2π . Dans le cas de la combinaison cohérente en régime impulsionnel, une étape doit être ajoutée avant la correction des déphasages de 2π pour synchroniser les différentes impulsions entre elles, comme présenté sur la Figure 2-13. Cette étape doit permettre d'obtenir des interférences sur la caméra qui pourront ensuite servir à calculer la correction de phase. La correction du retard devra être réalisée en continu mais la fréquence de cette boucle de contrôle pourra être plus lente que la boucle du contrôle de phase.

Considérons dans un premier temps le cas du contrôle actif de phase. L'architecture proposée dans cette thèse devra être adaptée pour permettre de corriger le retard. Cependant, une fois les franges d'interférences obtenues, on peut suivre l'évolution de la phase au cours du temps en la dépliant. On peut ainsi connaître sans une deuxième boucle l'accumulation de retard. On peut donc directement le corriger quand celui-ci devient trop important. Dans ce cas, le modulateur de phase utilisé doit permettre de corriger aussi bien de petites erreurs de phase comme $\lambda/60$ par exemple, que de grands retards comme 100λ . En pratique, plusieurs modulateurs de phase pourront être utilisés sur un seul canal. Une brique supplémentaire permettant la correction du retard à l'allumage du laser doit être ajoutée pour rendre possible le passage du continu à l'impulsionnel.

Intéressons-nous dans un deuxième temps au cas de la combinaison cohérente par holographie numérique co-propagative. Dans le cadre d'une correction totalement passive, une fois les franges obtenues, il n'existe aucun moyen dans le dispositif actuel de dérouler la

4. Perspectives des deux techniques

phase au cours du temps. Conceptuellement, le montage actuel d'holographie numérique permet seulement de mesurer et de corriger des erreurs de phase modulo 2π . On a donc dans ce cas besoin d'une seconde boucle permettant de corriger le retard, totalement indépendante de la boucle de correction de la phase. Cette limite rend donc cette architecture plus complexe à adapter au régime impulsionnel.

Le Tableau 5-2 résume les différents points concernant l'application de nos techniques de combinaison cohérente au régime impulsionnel. Cependant, l'architecture de mise en phase par holographie numérique co-propagative présentée dans cette thèse n'est compatible qu'avec le régime continu. Une seconde boucle totalement indépendante de la première doit donc être mise en place pour assurer la correction du retard. Une modification profonde de son architecture est donc nécessaire pour permettre son utilisation en régime impulsionnel.

Tableau 5-2 : Compatibilité des deux techniques de combinaison cohérente avec le régime impulsionnel.

	Jalons posés	Points à valider	Évolution technologique
Contrôle actif de la phase	Correction 2π	Correction du retard à l'allumage Suivi de la phase dans le temps	Boucle d'accrochage Nouvel algorithme de suivi Modulateurs de plusieurs λ
Holographie numérique	Correction 2π	Nouvelle boucle de correction du retard	Ajout d'une boucle pour corriger le retard

4.3. Compatibilité avec un grand nombre de fibres

Maintenant que nous avons étudié la compatibilité de nos deux techniques de combinaison cohérente avec le régime impulsionnel, nous allons les comparer en terme de nombre de fibres combinables.

Pour la combinaison cohérente par holographie numérique co-propagative, la méthode de contrôle de la phase est, rappelons-le, entièrement collective, c'est-à-dire tant au niveau de la mesure de phase qu'au niveau de la correction de phase. Cette technique de combinaison cohérente est donc très attractive pour la combinaison cohérente d'un très grand nombre de fibres. Au regard de l'étude conduite aux paragraphes 2 et 3, l'élément limitant quant au nombre de fibres combinables est le correcteur de phase (SLM). En effet, on a mesuré qu'il est nécessaire d'avoir au minimum 20x20 pixels par fibre pour le réseau de phase écrit sur le SLM. On a ainsi estimé au vu des composants actuels que la combinaison cohérente d'environ 3 000 fibres est envisageable sans calculs. L'asservissement de la phase dans cette

architecture est donc extrêmement simple et collective mais nécessite l'alignement de composants en espace libre ainsi que le design d'une matrice de fibres adaptée au SLM.

Pour le contrôle actif de la phase, la mesure de la phase est collective mais la correction individuelle. Dans ce cas, le nombre de fibres combinables est limité par le nombre d'interlets d'enregistrables sur la caméra. Cette limite correspond à 8x8 pixels par interlet. Elle est donc plus faible que dans le cas du SLM. Avec les composants actuellement disponibles, on peut ainsi envisager la combinaison cohérente de 10 000 fibres. On peut donc en conclure que le contrôle actif de phase, bien que semi-collectif, permet d'envisager la combinaison cohérente d'un plus grand nombre de fibres. Cette combinaison cohérente ne peut être réalisée qu'en analysant l'ensemble des interlets enregistrés par la caméra. Cette analyse nécessite alors un traitement réalisant 5Gops. Pour conclure, cette architecture ne nécessite pas un alignement optique important, ce qui la rend robuste. Un algorithme temps réel doit cependant être implémenté pour réaliser 5Gops.

Le Tableau 5-3 résume la compatibilité de chaque technique avec la combinaison cohérente d'un très grand nombre de fibres. On peut noter que le nombre de fibres combinables dépasse nettement le nombre de fibres combinables dans d'autres techniques de combinaison cohérente comme celles de type LOCSET (voir paragraphe 2.3 chapitre 1).

Tableau 5-3 : Vers un grand nombre de fibres.

	Composant limitant	Points clés		Nombre de fibres combinables
		avantages	inconvénients	
Contrôle actif de la phase	Caméra : 8x8 pix/fibre	Peu d'espace libre => robustesse	Semi-collectif	10 000
Holographie numérique	SLM : 20x20 pix/fibre	Entièrement collectif Pas d'algo de contrôle	Alignements en espace libre Design de 2 matrices de fibres	3 000
LOCSET	Limité par le nombre de fréquences			100 [29]

4.4. Architecture de l'asservissement

Intéressons-nous maintenant à l'architecture du contrôle de la phase proprement dit. Cette mesure, comme expliqué précédemment, présente l'avantage d'être collective et nominative. Après chaque mesure des phases, on connaît exactement la correction à appliquer sur toutes les fibres sans temps de convergence, contrairement à d'autres techniques de contrôle de la phase utilisant un algorithme de type SPGD. Cette caractéristique relâche la

4. Perspectives des deux techniques

contrainte sur la bande passante de nos correcteurs de phase. En effet, avec un temps de convergence, la bande passante des correcteurs doit être de l'ordre du MHz [37] dans le cas de la combinaison cohérente. Dans notre cas, la bande passante des modulateurs de phase est plutôt de l'ordre du kHz.

Par ailleurs, l'absence de notion de convergence dans l'architecture du contrôle de la phase par mesure interférométrique assure la rapidité et la stabilité de l'algorithme de contrôle. La précision de notre contrôle de la phase est assurée dans le cas de la combinaison par holographie numérique par l'alignement du SLM en entrée des fibres amplificatrices. Dans le cas du contrôle actif de phase, la précision de notre mesure est déterminée par la précision de mesure de l'algorithme ainsi que par la précision du correcteur de phase qui dépend notamment de son générateur de contrôle. Un paramètre clé de cette technique est le temps de latence entre la mesure du bruit et sa correction. On peut de plus noter une différence entre nos deux techniques de mise en phase. La correction de phase par holographie numérique mesure le bruit de phase généré par l'amplification tandis que le contrôle actif de phase mesure le bruit résiduel. Dans le cas de la correction active, on peut donc faire un diagnostic de notre mesure de phase. En effet, le contrôle de phase par holographie numérique repose sur un asservissement de type boucle par anticipation, tandis que le contrôle actif de phase repose sur une boucle de rétroaction. Dans le premier cas, on ne mesure jamais le résultat de notre correction tandis que dans le deuxième cas, on corrige en fonction de l'écart à la précédente correction appliquée. On mesure donc directement la sortie du système. Au cours de cette thèse, nous n'avons pas observé l'impact de ces deux types d'asservissement sur les performances de mise en phase. On peut cependant noter qu'il est plus facile de faire évoluer une boucle de rétroaction afin d'améliorer ses performances et notamment son temps de latence. En effet, les notions de convergence et de stabilité des boucles de rétroaction sont des problèmes bien connus et documentés.

Tableau 5-4 : Asservissements.

	Convergence	Type d'asservissement		Paramètres clés
		avantages	inconvénients	
Contrôle actif de la phase	Pas de convergence $\tau=1/\text{fréquence d'échantillonnage}$	Collectif Nominatif	Nombre d'opérations par seconde	Temps de latence Précision de la mesure de phase
Holographie numérique	Pas de convergence $\tau=1/\text{fréquence d'échantillonnage}$	Collectif Nominatif	Précision = alignement SLM	Alignement du SLM
SPGD	Convergence de l'algorithme en $N^{1/2}$ pour N fibres combinées [28]	Collectif	Temps de convergence	Nombre de fibres

Le Tableau 5-4 résume les différents avantages et inconvénients de nos deux techniques en terme d'asservissement. Les caractéristiques clé de chacune des deux techniques sont résumées et comparées à la technique de combinaison cohérente basée sur un algorithme de calcul de la correction de phase de type SPGD.

5. Conclusion

Au cours de ce chapitre nous avons étudié la compatibilité de nos deux techniques de combinaison cohérente avec la mise en phase d'un très grand nombre de fibres. Dans un premier temps, nous avons mesuré avec notre expérience de mise en phase par holographie numérique co-propagative le nombre minimal de pixels par réseau sur le SLM nécessaire à la combinaison cohérente. Nous avons ainsi estimé que le nombre minimal de pixels par fibre pour l'holographie numérique est de 20x20 pixels. Ceci nous permet d'envisager la combinaison cohérente de 3 000 fibres par SLM, pour les SLM déjà disponibles.

Dans un deuxième temps, nous avons estimé le nombre minimum de pixels par fibre nécessaire à l'algorithme de mesure de phase développé dans cette thèse. Nous avons ainsi atteint un minimum de 8x8 pixels par fibre sur la caméra avec une erreur résiduelle de phase de $\lambda/20$ rms. Cette mesure nous permet donc d'envisager la combinaison de 10 000 fibres avec des composants déjà disponibles sur le marché.

Nous avons ensuite mis en perspective les deux techniques de combinaison cohérente présentées dans cette thèse. Bien qu'étant à des niveaux de maturité différents, ces deux techniques ont des briques technologiques communes ce qui nous permet de comparer leurs perspectives d'évolution. Les deux techniques ne présentent pas de verrous technologiques majeurs dans leurs configurations actuelles. Cependant, l'application de la combinaison cohérente par holographie numérique co-propagative au régime impulsionnel nécessite de nombreuses évolutions. On peut donc en conclure que la combinaison cohérente par contrôle actif de phase est une solution très prometteuse pour les lasers intenses ultra-brefs utilisés en physique des particules. Les recherches futures devront s'attacher à développer l'algorithme permettant le contrôle du retard entre les impulsions issues des différentes fibres.

Conclusion générale

Les travaux effectués au cours de cette thèse ont porté sur la combinaison cohérente de fibres.

Après avoir fait une revue des différentes techniques de combinaison cohérente et de leurs avantages et limites pour un très grand nombre de fibres amplificatrices, nous avons présenté une mesure interférométrique de phase. Celle-ci repose sur l'enregistrement de figures d'interférences par une caméra. Cette technique permet une mesure collective et nominative de la phase de chaque faisceau issu des fibres avec une seule image. Nous avons développé un algorithme permettant de calculer avec peu d'opérations les phases de chaque fibre à partir de l'image. Son principe repose sur la comparaison de chaque interférogramme enregistré par la caméra avec une bibliothèque d'interférogrammes possibles. Cet algorithme permettrait de calculer la phase de 10 000 fibres avec un FPGA déjà disponible sur le marché. Nous avons aussi vérifié la compatibilité de cette mesure de phase avec le régime impulsionnel.

Dans un deuxième temps, nous avons appliqué notre mesure de phase interférométrique à une première configuration de combinaison cohérente de type passive, c'est-à-dire sans calcul effectif de la phase. Cette architecture est basée sur l'holographie numérique. Les figures d'interférences enregistrées par la caméra sont transférées directement à un modulateur spatial de lumière (SLM). L'hologramme ainsi créé est alors lu par le faisceau à amplifier et son ordre -1 de diffraction est utilisé pour corriger la phase de chaque canal. La nouvelle architecture proposée dans cette thèse permet la co-propagation du faisceau signal corrigé en phase et du faisceau sonde servant à mesurer la phase de chaque fibre. Cette co-propagation rend possible l'utilisation de plusieurs étages d'amplification par canal. Le montage expérimental réalisé a permis la mise en phase de trois fibres passives à 30Hz avec une erreur résiduelle de $\lambda/20\text{rms}$. Il a aussi permis d'évaluer la pertinence de l'ajout d'un traitement d'image entre la caméra et le modulateur spatial de lumière. Cette architecture de combinaison cohérente présente l'avantage d'être entièrement passive et compatible avec un grand nombre de fibres. Nous avons en effet estimé que le nombre minimal de pixels par fibre nécessaire sur le SLM est de 20×20 pixels, ce qui permet d'envisager la combinaison cohérente de 3 000 fibres sur notre SLM. Notre montage expérimental était cependant limité par la bande passante de notre SLM à 30Hz, ce qui est insuffisant dans le cas de l'utilisation de fibres amplificatrices.

Nous avons alors mis en place une seconde architecture de combinaison cohérente basée elle aussi sur la mesure de phase interférométrique. Cette architecture repose sur un contrôle actif de phase avec la mesure effective de la phase de chaque fibre et le calcul d'une correction appliquée par des modulateurs de phase en tête de chaque canal. Nous avons ainsi démontré la combinaison cohérente de 16 fibres à 1kHz, ce qui établit le record de fréquence d'échantillonnage pour une combinaison cohérente basée sur l'interférométrie. Nous avons mesuré une erreur résiduelle de phase de $\lambda/60\text{rms}$ et une bande passante effective de 450Hz. Dans ce cas, notre contrôle de phase est limité par la précision de correction du générateur de tension de nos modulateurs de phase. Par la suite, nous avons utilisé ce montage pour évaluer

les limites de notre contrôle de phase. Pour cela, nous avons réduit le nombre de pixels par fibre sur la caméra. Nous avons ainsi mesuré un nombre minimal de 8 pixels par fibre sur la caméra pour une erreur résiduelle de phase de $\lambda/20_{\text{rms}}$ et une bande passante de 70Hz. Ce résultat permet d'envisager la combinaison cohérente de 10 000 fibres à $1\mu\text{m}$ de longueur d'onde avec des composants déjà disponibles sur le marché.

Pour aller au delà, plusieurs axes d'amélioration peuvent être envisagés. La première perspective est d'améliorer la boucle d'asservissement du contrôle actif de la phase du montage présenté dans cette thèse. En effet, ses performances seront améliorées, à basses fréquences grâce à l'ajout d'un intégrateur, et à hautes fréquences grâce à un filtre anti-repliement. Les caractéristiques de ces différents éléments devront être déterminées en fonction de la fréquence d'échantillonnage et du bruit de phase en boucle ouverte.

On peut par ailleurs étudier la géométrie de la matrice de fibres et de ses microlentilles afin d'augmenter la puissance combinée dans le lobe central. Cette étude pourrait permettre d'augmenter l'efficacité de combinaison et ainsi diminuer le nombre de fibres à combiner pour une puissance finale donnée.

A plus long terme, la combinaison cohérente de fibres passives à faible puissance crête mais en régime impulsionnel peut être envisagée. Il faut pour cela mettre au point la boucle d'asservissement du retard entre les impulsions pour corriger la phase de manière absolue et non plus à 2π près. Dans un deuxième temps, cette architecture sera validée avec des amplificateurs à large cœur permettant d'obtenir de fortes énergies par impulsion. Ces études permettront de se rapprocher des applications de lasers ultra-intenses et ultra-brefs pour la physique des particules.

Liste des publications de l’auteur

Articles

M. Antier, J. Bourderionnet, C. Larat, E. Lallier, E. Lenormand, J. Primot and A. Brignon, “kHz closed loop interferometric technique for coherent beam combining”, *Selected topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of*, vol. 20, no. 5, pp.1-6 (2014).

M. Antier, C. Larat, E. Lallier, J. Bourderionnet, J. Primot and A. Brignon, “Digital Holography for coherent fiber beam combining with a co-propagative scheme”, *Optics Express*, pp.23310-23314 (2014).

Conférences à comité de lecture

M. Antier, J. Bourderionnet, C. Larat, E. Lallier, E. Lenormand, J. Primot, G. Mourou and A. Brignon, “Highly scalable coherent fiber beam combining using interferometric technique”, *CLEO US*, paper [CW3M] (2013).

M. Antier, J. Bourderionnet, C. Larat, E. Lallier, E. Lenormand, J. Primot and A. Brignon, “Large interferometric technique for coherent beam combining”, *CLEO Europe*, paper [JSII-2-5] (2013).

M. Antier, J. Bourderionnet, C. Larat, E. Lallier, E. Lenormand, J. Primot and A. Brignon, “Highly scalable coherent fiber combining”, *OPTRO*, paper [2956056] (2014).

M. Antier, E. Lallier, C. Larat, J. Bourderionnet, J. Primot and A. Brignon, “Digital holography for coherent fiber beam combining with a co-propagative scheme”, *FiO/LS*, paper [2010590] (2014).

Bibliographie

- [1] T. Tajima and J.M. Dawson, "Laser Electron Accelerator," *Physical Review Letters*, vol. 43, pp. 267-270, 1979.
- [2] G. Mourou, B. Brocklesby, T. Toshiaki, and J. Limpert, "The future is fiber accelerators," *Nature Photonics*, vol. 7, pp. 258-261, 2013.
- [3] B. Shiner, "Recent technical and marketing developpments in high power fiber lasers," in *Tech-Focus - Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)*, 2009.
- [4] D. Strickland and G. Mourou, "Compression of amplified chirped optical pulses," *Optics Communications*, vol. 53, pp. 219-221, 1985.
- [5] C. Bellanger, "Techniques collectives pour la recombinaison cohérente d'un grand nombre de fibres laser," Thèse de doctorat de l'Université Paris XI Orsay 2010.
- [6] A. Brignon, *Coherent Laser Beam Combining.*: Wiley-Vch, 2013.
- [7] D.J. Richardson, J. Nilsson, and W.A. Clarkson, "High power fiber lasers:current status and future perpectives," *Journal of the optical society of America B*, vol. 27, pp. B63-B92, 2010.
- [8] A. Shirakawa, H. Maruyama, K. Ueda, C.B., Lyngso, J.K. Olausson, and J. Broeng, "High-power Yb-doped photonic bandgap fiber amplifier at 1150-1200 nm," *Optics Express*, vol. 17, pp. 447-454, 2009.
- [9] K.P. Hansen et al., "Airclad fiber laser technology," *Optical Engineering*, vol. 50, pp. 111609-111609-9, 2011.
- [10] F. Stutzki et al., "High average power large-pitch fiber amplifier with robust single-mode operation," *Optics Letters*, vol. 36, pp. 689-691, 2011.
- [11] B. Flush, T. Alley, and W.B. Roth, "Multi-port beam combination and cleanup in large multimode fiber using stimulated Raman scattering," *Optics Express*, vol. 14, pp. 11748-11755, 2006.
- [12] L. Lombard, A. Brignon, J.P Huignard, E. Lallier, and P. Georges, "Beam cleanup in a self-aligned gradient index fiber cavity for high power multimode fiber amplifiers," *Optics Letter*, vol. 31, pp. 158-160, 2006.
- [13] B. Steinhausser, A. Brignon, E. Lallier, J.P. Huignard, and P. Georges, "High energy, single-mode, narrow-linewidth fiber laser source using stimulated Brillouin scattering

- beam cleanup," *Optics Express*, vol. 15, pp. 6464-6469, 2007.
- [14] N. R. Van Zandt et al., "Comparison of coherent and incoherent laser beam combination for tactical engagements," *Optical Engineering*, vol. 51, 2012.
- [15] C. Jauregui, J. Limpert, and A. Tünnermann, "High-power fiber lasers," *Nature Photonics*, vol. 7, pp. 861-867, 2013.
- [16] T. Eidam et al., "Fiber-chirped-pulse amplification system emitting 3.8GW peak power," *Optics Express*, vol. 19, pp. 255-260, 2011.
- [17] T. Sheiber et al., "Incoherent beam combininf of continuous-wave and pulsed Yb-doped fiber amplifiers," *IEEE Journal of selected topics in quantum electronics*, vol. 15, pp. 354-360, 2009.
- [18] B. Chann et al., "Near-diffraction-limited diode laser arrays by wavelength beam combining," *Optics Letter*, vol. 30, pp. 2104-2106, 2005.
- [19] P. Sprangle, A. Ting, J. Penano, R. Fischer, and B. Hafizi, "Incoherent combining and atmospheric propagation of high-power fiber lasers for directed-energy applications," *IEEE Journal of quantum electronics*, vol. 45, pp. 3118-3120, 2011.
- [20] D. Sabourdy, V. Kermène, A. Defarges-Berthelemot, L. Lefort, and A. Barthélémy, "Efficient coherent combining of widely tunable fiber lasers," *Optics Express*, vol. 11, pp. 87-97, 2003.
- [21] A. Shirakawa, T. Sekiguchi, K. Matsuo, and K. Ueda, "Scalable coherent beam combining of fiber lasers," in *Advanced Solid-State Photonics*, 2003, p. 82.
- [22] D. Kouznetsov, J-F. Bisson, A. Shirakawa, and K. Ueda, "Limits of coherent addition of lasers: simple estimate," in *Pacific Rim Conference on Lasers & Electro-Optics*, 2005, pp. CWI4-3.
- [23] S. J. Augst, T. Y. Fan, and A. Sanchez, "Coherent beam combining and phase noise measurements of ytterbium fiber amplifiers," *Optics Letters*, vol. 29, p. 474, 2004.
- [24] S.J. McNaught et al., "100kW coherently combined slag MOPAs," in *Conference on Lasers and Electro-Optics*, 2009, p. CThA1.
- [25] M. Wickham et al., "Coherently Coupled High Power Fiber Arrays," in *LEOS Summer Topical Meetings*, 2006, p. 61020U.
- [26] E.C. Cheung et al., "Diffraction-optics-based beam combination of a phase-locked fiber laser array," *Optics Letters*, vol. 33, pp. 354-356, 2008.

-
- [27] S. Demoustier, C. Bellanger, A. Brignon, and J.P. Huignard, "Coherent beam Combining of 1.5 μ m Er Yb Doped Fiber Amplifiers," *Fiber and Intergrated Optics*, vol. 27, 2008.
 - [28] T. Weyrauch et al., "Experimental demonstration of coherent beam combining over a 7km propagation path," *Optics Letters*, vol. 36, pp. 4455-4457, 2011.
 - [29] A. Azarian, P. Bourdon, L. Lombard, Y. Jaouën, and O. Vasseur, "Orthogonal coding methods for increasing the number of multiplexed channels in coherent beam combining," *Applied Optics*, vol. 53, pp. 1493-1502, 2014.
 - [30] T.M. Shay, "Self-synchronous locking of optical coherence by single-detector electronic-frequency tagging," 7 058 098 B1, 2006.
 - [31] T.M. Shay et al., "First experimental demonstration of self synchronous phase locking of an optical array," *Optics Express*, vol. 14, 2006.
 - [32] A. Azarian, "Combinaison cohérente de lasers à fibre : Etude en régime impulsionnel et mise en phase d'un grand nombre d'émetteurs," Thèse de doctorat de Télécom ParisTech 2012.
 - [33] J. Bourderionnet, C. Bellanger, J. Primot, and A. Brignon, "Collective coherent phase combining of 64 fibers," *Optics Express*, vol. 19, pp. 17053-17058, 2011.
 - [34] B. Bennaï, "Mise en phase de lasers à fibre : Etude de l'influence de la turbulence atmosphérique et de l'utilisation de fibres faiblement mulitmodes," Thèse de doctorat de Télécom Paris Tech 2010.
 - [35] G. Canat, L. Lombart, P. Bourdon, V. Jolivet, and O. Vasseur, "Etude du bruit de phase dans un amplificateur à fibre de forte puissance," in *28ième Journée Nationales de l'Optique Guidée*, Lille, 6-9 juillet 2009.
 - [36] L. Liu, M.A. Vorontsov, E. Polnau, T. Weyrauch, and L. A. Beresne, "Adaptive phase-locked fiber array with wavefront tip-tilt compensation," *Proceedings of SPIE*, vol. 6708, no. 67080K, 2007.
 - [37] M.A. Vorontsov and V.P. Sivokon, "Stochastic parallel-gradient-descent technique for high-resolution wave-front phase-distortion correction," *Journal of Optical Society of America A*, vol. 15, no. 10, pp. 2745-2758, 1998.
 - [38] C.X. Yu, J.E. Klansky, S.E. Shaw, D.V. Murphy, and C. Higgs, "Coherent beam combining of a large number of PM fibers in a 2-D array," *Electronics Letters*, vol. 42, no. 18, 2006.

- [39] J. Primot, "Three-wave lateral shearing interferometer," *Applied Optics*, vol. 32, no. 31, pp. 6242-6249, 1993.
- [40] B. Toulon, "La mesure d'amplitude complexes par interférométrie à décalage quadri-latéral," Thèse de doctorat de l'Université Paris XI Orsay 2009.
- [41] S. Velghe, "De nouvelles dimensions de l'interférométrie à décalage quadri-latéral : l'infrarouge et les surfaces morcelées," Thèse de doctorat à l'Université Paris XI Orsay 2006.
- [42] F. Roddier and C. Roddier, "Wavefrontreconstruction using iterative Fourier transforms," *Optics Letters*, vol. 30, pp. 1325-1327, 1991.
- [43] K. Pearson, "Notes on regression and inheritance in the case of two parents," *Proceedings of the Royal Society of London*, vol. 58, pp. 240-242, 1895.
- [44] C. Shannon, "Communication in the presence of noise," *Proceedings of Institute of Radio Engineers*, vol. 37, pp. 10-21, 1949.
- [45] D. Gabor, "A new microscopic principle," *Nature Journal*, vol. 161, pp. 777-778, 1948.
- [46] J. W. Goodman and R. W. Lawrence, "Digital image formation from electrically detected holograms," *Applied Physics Letter*, vol. 11, pp. 176-181, 1967.
- [47] O. Coquoz, C. Depeursinge, R. Conde, and F. Talebou, "Numerical reconstruction of images from endoscopic holograms," in *14th Annual International Conference of the IEEE-EMBS*, 1992, pp. 338-339.
- [48] U. Schnars and U. Jüptner, "Direct recording of holograms by a CCD target and numerical reconstruction," *Applied Optics*, vol. 33, pp. 179-181, 1994.
- [49] U. Schnars, "Direct phase determination in hologram interferometry with use of digitally recorded holograms," *JOSA A*, vol. 11, pp. 211-215, 1994.
- [50] I. Yamaguchi and T. Zhang, "Phase-shifting digital holography," *Optics Letters*, vol. 22, pp. 1268-1270, 1997.
- [51] F. Zhang, I. Yamaguchi, and L. P. Yaroslavsky, "Algorithm for reconstruction of digital holograms with adjustable magnification," *Optics Letters*, vol. 29, pp. 1668-1670, 2004.
- [52] M. Gross and M. Atlan, "Digital holography with ultimate sensitivity," *Optics Letters*, vol. 32, pp. 909-911, 2007.
- [53] Z. Mitreska, "Diffraction of elliptical Gaussian light beams on rectangular profile grating of transmittance," *Pure Applied Optics*, vol. 3, pp. 995-1004, 1994.

- [54] E. Godoy et al., *Régulation Industrielle*.: Dunod, 2007.
- [55] C. Bellanger, J. Colineau, J. Huignard, and A. Brignon, "Coherent fiber combining by digital holography," *Optics Letters*, vol. 33, pp. 2937-2339, 2008.
- [56] C. Bellanger et al., "Design of a fiber-collimated array for beam combining," *Optical Engineering*, vol. 50, pp. 025005-025005-7, 2011.
- [57] S. Osten, S Krüger, and A Hermerschmidt, "New HDTV (1920x1080) phase-only SLM," in *Proceedings of SPIE*, 2007, p. 6487.
- [58] Irisao. (2012) Deformable Mirror. [Online]. <http://www.irisao.com/product.ptt489.html>
- [59] C. Audoin, G. Santarelli, A. Makdissi, and A. Clairon, "Properties of an oscillator slaved to a periodically interrogated atomic resonator," *Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency control, IEEE*, vol. 45, pp. 877-886, 1998.
- [60] Xenics. (2014) Cheetah-640CL. [Online]. www.xenics.com
- [61] A. Clarkson, A. Neilson, and D. Hannna, "Beam Shaper," 5.828.551, 1998.
- [62] G. Santarelli et al., "Frequency Stability Degradation of an Oscillator Slaved to a Periodically interrogated Atomic Resonator," *IEEE Transactions on ultrasonics, ferroelectrics and frequeuncy control*, vol. 45, no. 4, pp. 887-894, 1998.
- [63] P. Thielen et al., "Two-dimensional diffractive coherent combining of 15 fiber amplifiers into a 600W beam," *Optics Letters*, vol. 37, pp. 3741-3743, 2012.
- [64] Optronis. (2014) CamRecord. [Online]. www.optronis.com
- [65] R.L. Sutherland, D.W. Prather, and I. Cindrich, "Diffractive and Holographic technologies for integrated Photonic Systems," *Proceedings of SPIE*, vol. 4291, pp. 101-108, 2001.
- [66] European Machine Vision, "Standard for Characterisation of Image Sensors and Cameras," EMVA Standard 1288 Release 3.0, 2010.

Annexe A Bruits d'une caméra

Nous allons développer dans cette annexe le modèle utilisé afin de simuler les différentes sources de bruit générées par notre caméra lors de l'enregistrement des interlets. Ce modèle va nous permettre de mieux comprendre quels sont les différents phénomènes dégradant la mesure de la phase.

La Figure A-1 présente le principe général de fonctionnement d'une caméra numérique [66]. A gauche de la Figure A-1, on présente le modèle mathématique correspondant aux événements physiques décrits à droite.

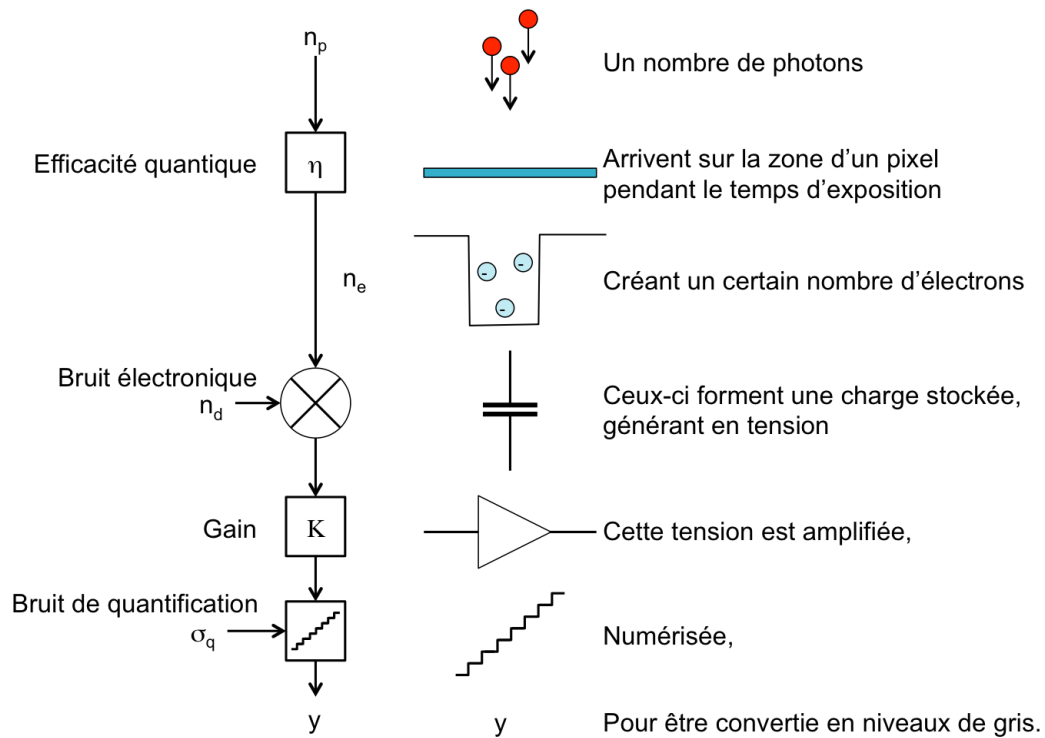


Figure A-1 : Principe de fonctionnement d'une caméra.

Le but d'une caméra est de convertir les photons arrivant sur un pixel pendant une durée τ correspondant au temps de pose en un niveau de gris. Cette conversion comprend plusieurs étapes.

a. Nombre de photons

Une première étape est de convertir les photons arrivant sur un pixel en électrons. Le nombre moyen de photons μ_p arrivant sur un pixel de surface A pendant un temps τ dépend de l'irradiance E du faisceau éclairant le détecteur.

On peut l'écrire de la manière suivante :

$$\mu_p = \frac{AE\tau}{hc/\lambda} \quad (\text{A-1})$$

où h est la constante de Planck, c la vitesse de la lumière dans le vide et λ la longueur d'onde des photons arrivant sur le détecteur.

b. Conversion des photons en électrons

Une fraction η des photons arrivant sur le détecteur est convertie en électrons. La valeur moyenne de ces électrons est notée μ_e . Cette fraction, appelée efficacité quantique, dépend de la longueur d'onde des photons incidents.

$$\mu_e = \eta(\lambda)\mu_p \quad (\text{A-2})$$

On supposera par la suite que la longueur d'onde λ est unique.

Le nombre d'électrons convertis fluctue. Ce bruit, appelé bruit de grenaille, est causé par le fait que le courant électrique n'est pas continu mais est constitué de porteurs de charge élémentaires. D'après les lois de la physique quantique, la probabilité du nombre d'électrons suit une loi de Poisson. Par conséquent, la variance du nombre d'électrons s'écrit :

$$\sigma_e^2 = \mu_e \quad (\text{A-3})$$

Ce bruit ne dépend pas du capteur utilisé.

c. Numérisation

Une fois les photons convertis en électrons, la charge de ceux-ci est convertie en tension, amplifiée puis numérisée grâce à un convertisseur analogique numérique. On considère que ce processus est entièrement linéaire et on note K son gain. On note μ_y la valeur moyenne du signal numérique en sortie.

$$\mu_y = K(\mu_e + \mu_d) \quad (\text{A-4})$$

où μ_d représente la valeur moyenne du nombre d'électrons présents sur le capteur en l'absence de lumière, c'est-à-dire $\mu_p=0$.

Ce nombre d'électrons correspond à un bruit électronique et dépend du temps de pose t et de la température du capteur T . On note μ_I le courant d'obscurité de la caméra à une température T_{ref} de référence. On peut ainsi écrire :

$$\mu_d = \mu_0 + \mu_I \tau 2^{\left(\frac{T-T_{ref}}{T_d}\right)} \quad (\text{A-5})$$

où T_d est défini comme l'intervalle de température correspondant au doublement du courant d'obscurité.

Pour conclure, on obtient donc la relation suivante entre l'irradiance du faisceau arrivant sur le détecteur et le signal numérique en sortie de la caméra :

$$\mu_y = K\mu_d + K\eta\mu_p \quad (\text{A-6})$$

Les sources de bruit provenant de la numérisation dépendent des choix de construction du capteur et notamment de son électronique. On note σ_d l'écart-type du bruit correspondant à l'ensemble des bruits liés au circuit de lecture et à l'amplification. On note σ_q l'écart-type du

bruit correspondant à la numérisation. Le modèle de la caméra étant linéaire tous les bruits s'ajoutent.

L'écart-type σ_y du signal numérique s'écrit donc :

$$\begin{aligned}\sigma_y^2 &= K^2\sigma_e^2 + K^2\sigma_d^2 + \sigma_q^2 \\ &= K^2\sigma_e^2 + \sigma_{camera}^2\end{aligned}\tag{A-7}$$

Le bruit du signal numérique se compose de deux termes, le premier ne dépendant que du flux incident sur la caméra alors que le second dépend des caractéristiques intrinsèques de chaque caméra.

d. Non homogénéité du capteur

Dans le modèle développé précédemment, on ne considérait les pixels qu'individuellement. Cependant, tous les paramètres qui définissent un ensemble de pixels comme homogène varient légèrement d'un pixel à l'autre. On appelle ce phénomène le bruit spatial fixe (Fixed Pattern Noise- FPN), même si il ne correspond pas exactement à un bruit. En effet, ce motif ne va pas varier dans le temps mais correspond plutôt à une non-uniformité du capteur, qui va jouer sur des paramètres tels que le courant d'obscurité. Parmi ces non-uniformités, on peut citer les variations périodiques, causées par des interférences électroniques ou encore les pixels défectueux. Cette non-uniformité peut être détectée en réalisant un éclairage le plus uniforme possible et en étudiant l'histogramme de l'image obtenue.

e. Rapport signal-à-bruit

Le rapport signal-à-bruit (Signal to Noise Ratio – SNR) est défini avec l'expression suivante :

$$SNR = \frac{\mu_y - \mu_{dark}}{\sigma_y}\tag{A-8}$$

En utilisant les équations précédentes, on en déduit l'expression :

$$SNR(\mu_p) = \frac{K\eta\mu_p}{\sqrt{\sigma_{caméra}^2 + K^2\eta\mu_p}}\tag{A-9}$$

f. Application à la combinaison cohérente

Dans le cas de l'utilisation d'une caméra pour la mesure de phase interférométrique associée à la combinaison cohérente de fibres amplificatrices, le flux arrivant sur la caméra est important. Contrairement à d'autres applications comme l'astrophysique, on n'a donc pas besoin d'amplification après la conversion des électrons en tension ($K=1$). Ceci nous permet de nous affranchir d'une source de bruit sur notre caméra. Cependant, cela rend le poids du bruit de quantification plus important (σ_q). De plus, du fait d'un flux important sur la caméra,

on peut utiliser des temps de pose très courts. Ces temps de pose courts permettent de diminuer le bruit électronique de la caméra (σ_d).

Par ailleurs, on souhaite avoir des caméras ayant un fort taux de répétition. Pour cela, il faut que l'ensemble des données de l'image arrive à la carte d'acquisition à haute cadence. Pour permettre cela, une solution est de diminuer le nombre de bits utilisés pour coder le signal numérisé de chaque pixel. Cette solution augmente donc le bruit de numérisation (σ_q).

Pour résumer, la caméra nécessaire à une mesure de phase par technique interférométrique doit être rapide. Pour la combinaison cohérente de fibres amplificatrices, on ne possède pas de problème de flux. On peut donc utiliser de très faibles temps de pose ce qui réduit le bruit électronique et éviter les étages d'amplifications dans le circuit électronique qui apportent du bruit. Afin de correctement échantillonner les interlets et de calculer la phase, on devra privilégier une caméra avec une dynamique la plus grande possible. Le bruit de quantification ne pourra être négligé dans le cas de caméras rapides dont le signal est numérisé sur 8 bits.

Mesure interférométrique de phase et application à la combinaison cohérente d'un grand nombre de fibres amplificatrices

Les propriétés intrinsèques des fibres amplificatrices telles que leur robustesse, leur efficacité, leur qualité de faisceau ou encore leur compacité ou leur bonne gestion thermique, en font un candidat idéal pour le développement de sources lasers de haute puissance, capables de rivaliser aujourd'hui avec les lasers solides. Les applications de ces sources avec de fortes puissances sont nombreuses : l'industrie (usinage, marquage), la défense (télémétrie, imagerie), la physique des particules... Dans ce dernier cas, des sources ultra-brèves et ultra-intenses permettent d'envisager de nouvelles applications telles que la proton-thérapie ou bien le remplacement des synchrotrons actuels par des architectures moins encombrantes et ayant un rendement plus important. Ce travail de thèse s'est déroulé à Thales Research & Technology dans le contexte du projet ICAN qui vise à étudier l'architecture de ces nouvelles sources.

La combinaison cohérente de plusieurs amplificateurs fibrés en parallèle permet d'augmenter la puissance de ces sources. Pour atteindre les énergies visées dans le projet ICAN, la combinaison cohérente de 10 000 fibres doit être envisagée. L'objectif de cette thèse est de développer des techniques de contrôle de la phase compatibles avec un très grand nombre de fibres, pour leur application aux lasers ultra-intenses nécessaires à la physique des particules.

Deux architectures de combinaison cohérente basées sur une mesure de phase interférométrique ont été réalisées dans cette thèse. La première, basée sur l'holographie numérique, permet un contrôle de la phase sans aucun calcul, collectif tant au niveau de la mesure que de la correction. La seconde architecture étudiée possède un contrôle actif de phase basé sur un algorithme de traitement d'images et elle a une bande passante compatible avec le spectre de bruit des amplificateurs. La combinaison cohérente de 16 fibres à 1kHz avec une erreur résiduelle de phase de $\lambda/60\text{rms}$ a été démontrée. La compatibilité de ces deux architectures avec 10 000 fibres a été étudiée et nous avons apporté des arguments favorables pour la combinaison cohérente d'un très grand nombre de fibres.

Interferometric phase measurement and its application for coherent fiber beam combining of a large number of amplifiers

The intrinsic properties of optical fibers like robustness, efficiency, beam quality, compactness and good thermal management can now compete with solid state lasers to develop high power laser sources. The applications of such sources include industry (machining, marking), defense (telemetry, lidar), and fundamental research... In this case, high intensity lasers are compulsory to produce the next generation of particles accelerators more efficient and more compact, both for fundamental research and its direct applications such as proton therapy. This work was done in Thales Research & Technology in the context of the ICAN project, which studies the feasibility of such sources.

To overcome the limitations in terms of power of a single amplified fiber, an idea is to use several fiber lasers and to combine them coherently. To reach the ultra-high peak power and high average power requirements for these applications, the coherent beam combining of 10,000 fiber amplifiers has to be envisaged. The goal of the work is to develop a scheme of phase control scalable to a high number of combined fibers.

Two schemes based on an interferometric phase measurement are realized in this work. The first scheme, based on digital holography, permits a collective phase measurement and correction without calculation. The second scheme is based on an active phase control with individual phase modulators. This control requires an image processing algorithm and has a bandwidth compatible with the phase spectral noise of the amplifiers. The coherent combining of 16 fibers at 1kHz with a residual phase shift error of $\lambda/60\text{rms}$ is achieved in this case. We use this second scheme to evaluate its scalability. We show that the coherent combining of 10,000 fibers using off-the-shelf components is already possible.